

VERIFICATION OF A TRANSLATION

I, the below named translator, hereby declare that:

My name and post office address are as stated below;

That I am knowledgeable in the English language and in the language in which the below identified international application was filed, and that I believe the English translation of the international application No.

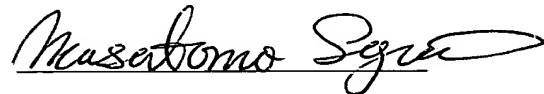
PCT/JP00/07182 is a true and complete translation of the above identified international application as filed.

I hereby declare that all statements made herein of my own knowledge are true and that all statements made on information and belief are believed to be true; and further that these statements were made with the knowledge that willful false statements and the like so made are punishable by fine or imprisonment, or both, under Section 1001 of Title 18 of the United States Code and that such willful false statements may jeopardize the validity of the application or any patent issued thereon.

Date May 31, 2001

Full name of the translator Masatomo SUGIURA

Signature of the translator



Post Office Address 7th Floor, Ikebukuro Park Bldg.,
49-7, Minami Ikebukuro 2-chome,
Toshima-ku, Tokyo 171-0022 JAPAN

特許協力条約に基づく国際出願願書

S00P1267W000

原本 (出願用) - 印刷日時 2000年10月16日 (16. 10. 2000) 月曜日 17時45分40秒

0	受理官庁記入欄	
0-1	国際出願番号	
0-2	国際出願日	
0-3	(受付印)	
0-4	様式-PCT/RO/101 この特許協力条約に基づく国際出願願書は、 右記によって作成された。	PCT-EASY Version 2.91 (updated 10.10.2000)
0-5	申立て 出願人は、この国際出願が特許協力条約に従って処理されることを請求する。	
0-6	出願人によって指定された受理官庁	日本国特許庁 (RO/JP)
0-7	出願人又は代理人の書類記号	S00P1267W000
I	発明の名称	フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結合体、強磁性フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置
II	出願人	出願人である (applicant only)
II-1	この欄に記載した者は	米国を除くすべての指定国 (all designated States except US)
II-2	右の指定国についての出願人である。	
II-4ja	名称	ソニー株式会社
II-4en	Name	SONY CORPORATION
II-5ja	あて名:	141-0001 日本国 東京都 品川区
II-5en	Address:	北品川6丁目7番35号 7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
II-6	国籍 (国名)	日本国 JP
II-7	住所 (国名)	日本国 JP
II-8	電話番号	03-5448-2111
II-9	ファクシミリ番号	03-5448-5709

特許協力条約に基づく国際出願願書

S00P1267W000

原本 (出願用) - 印刷日時 2000年10月16日 (16. 10. 2000) 月曜日 17時45分40秒

III-1 III-1-1	その他の出願人又は発明者 この欄に記載した者は	出願人及び発明者である (applicant and inventor) 米国のみ (US only)
III-1-2	右の指定国についての出願人である。	
III-1-4ja III-1-4en III-1-5ja	氏名 (姓名) Name (LAST, First) あて名:	宇賀神 隆一 UGAJIN, Ryuichi 141-0001 日本国 東京都 品川区 北品川6丁目7番35号 ソニー株式会社内
III-1-5en	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35, Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-1-6	国籍 (国名)	日本国 JP
III-1-7	住所 (国名)	日本国 JP
III-2 III-2-1	その他の出願人又は発明者 この欄に記載した者は	出願人及び発明者である (applicant and inventor) 米国のみ (US only)
III-2-2	右の指定国についての出願人である。	
III-2-4ja III-2-4en III-2-5ja	氏名 (姓名) Name (LAST, First) あて名:	黒木 義彦 KUROKI, Yoshihiko 141-0001 日本国 東京都 品川区 北品川6丁目7番35号 ソニー株式会社内
III-2-5en	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35, Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-2-6	国籍 (国名)	日本国 JP
III-2-7	住所 (国名)	日本国 JP
III-3 III-3-1	その他の出願人又は発明者 この欄に記載した者は	出願人及び発明者である (applicant and inventor) 米国のみ (US only)
III-3-2	右の指定国についての出願人である。	
III-3-4ja III-3-4en III-3-5ja	氏名 (姓名) Name (LAST, First) あて名:	浮田 昌一 UKITA, Masakazu 141-0001 日本国 東京都 品川区 北品川6丁目7番35号 ソニー株式会社内
III-3-5en	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35, Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-3-6	国籍 (国名)	日本国 JP
III-3-7	住所 (国名)	日本国 JP

特許協力条約に基づく国際出願願書

S00P1267W000

原本 (出願用) - 印刷日時 2000年10月16日 (16. 10. 2000) 月曜日 17時45分40秒

IV-1	代理人又は共通の代表者、通知のあて名 下記の者は国際機関において右記のごとく出願人のために行動する。 氏名 (姓名) Name (LAST, First) あて名: Address: 電話番号 ファクシミリ番号 電子メール	代理人 (agent) 杉浦 正知 SUGIURA, Masatomo 171-0022 日本国 東京都 豊島区 南池袋 2丁目49番 7号 池袋パークビル7階 7th Floor, Ikebukuro Park Bldg., 49-7, Minami Ikebukuro 2-chome, Toshima-ku, Tokyo 171-0022 Japan 03-3980-0339 03-3982-3166 sugipat2@mbc.nifty.com
V	国の指定	
V-1	広域特許 (他の種類の保護又は取扱いを求める場合には括弧内に記載する。)	—
V-2	国内特許 (他の種類の保護又は取扱いを求める場合には括弧内に記載する。)	CA US
V-5	指定の確認の宣言 出願人は、上記の指定に加えて、規則4.9(b)の規定に基づき、特許協力条約のもとで認められる他の全ての国の指定を行う。ただし、V-6欄に示した国の指定を除く。出願人は、これらの追加される指定が確認を条件としていること、並びに優先日から15月が経過する前にその確認がなされない指定は、この期間の経過時に、出願人によって取り下げられたものとみなされることを宣言する。	
V-6	指定の確認から除かれる国	なし (NONE)
VI-1	先の国内出願に基づく優先権主張 先の出願日 先の出願番号 国名	1999年10月20日 (20. 10. 1999) 平成11年特許願第298810号 日本国 JP
VI-2	優先権証明書送付の請求 上記の先の出願のうち、右記の番号のものについては、出願書類の認証謄本を作成し国際事務局へ送付することを、受理官庁に対して請求している。	VI-1
VII-1	特定された国際調査機関 (ISA)	日本国特許庁 (ISA/JP)

特許協力条約に基づく国際出願願書

S00P1267W000

原本(出願用) - 印刷日時 2000年10月16日 (16.10.2000) 月曜日 17時45分40秒

VIII	照合欄	用紙の枚数	添付された電子データ
VIII-1	願書	4	-
VIII-2	明細書	29	-
VIII-3	請求の範囲	5	-
VIII-4	要約	1	s00p1267_abstract.txt
VIII-5	図面	29	-
VIII-7	合計	68	-
	添付書類	添付	添付された電子データ
VIII-8	手数料計算用紙	✓	-
VIII-9	別個の記名押印された委任状	-	-
VIII-16	PCT-EASYディスク	-	フレキシブルディスク
VIII-17	その他	納付する手数料に相当する特許印紙を貼付した書面	-
VIII-17	その他	国際事務局の口座への振り込みを証明する書面	-
VIII-18	要約書とともに提示する図の番号	11	-
VIII-19	国際出願の使用言語名:	日本語 (Japanese)	-
IX-1	提出者の記名押印		
IX-1-1	氏名(姓名)	杉浦 正知	-

受理官庁記入欄

10-1	国際出願として提出された書類の実際の受理の日	
10-2	図面:	
10-2-1	受理された	
10-2-2	不足図面がある	
10-3	国際出願として提出された書類を補完する書類又は図面であつてその後期間内に提出されたものの実際の受理の日(訂正日)	
10-4	特許協力条約第11条(2)に基づく必要な補完の期間内の受理の日	
10-5	出願人により特定された国際調査機関	ISA/JP
10-6	調査手数料未払いにつき、国際調査機関に調査用写しを送付していない	

国際事務局記入欄

11-1	記録原本の受理の日	
------	-----------	--

明 細 書

フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結合体、強磁性
フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情
5 報処理装置および情報記憶装置

技術分野

この発明は、フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結
合体、強磁性フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報
10 記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置に関し、特に、新規な原
理に基づいたものである。

背景技術

強磁性を示す材料は広く記憶媒体に用いられ、現在の技術を支えて
15 いる。バルクの磁性材料のみならず、層構造により様々に設計された
磁性材料が応用され、例えば光磁気ディスク（MOディスク）に用い
られている。将来の磁性材料の研究開発も盛んに行われており、近年、
粉末磁性体、つまり、磁性微粒子なども興味を持たれている（(1) J. M.
L. Billas, A. Chatelain, W. A. de Heer, Science, 265, 1682 (1994) (2) D. G
20 atteschi, A. Caneschi, L. Pardi, and R. Sessoli, Science, 265, 1054 (199
4)）。

一方、情報処理を担う物理系として、内在する非線形性は必須のも
のである。素子として線形な応答をするものも用いられるが、これは
能動素子にはなり得ない。従来から用いられてきた素子として、ある
25 程度の非線形な応答が見られる材料を用いた電子素子がある。例えば、
電流－電圧特性に非線形性があるものとして、微分負抵抗を示す二端

子素子が挙げられる。もちろん、三端子素子として、MOS-FETは現代の技術を支えている。そして、これらの非線形性を持つ電子素子を線形な電子回路で結合し、非線形性を持つ情報処理装置を構築することにより、任意の計算を実行することができる。

5 しかしながら、そのような電子回路では、高度に集積化することによる困難が問題になってきている。例えば、発熱の問題である。内在する電気抵抗に起因するこの発熱は、電子素子の非線形性を生み出すために必須であり、情報処理を実行するのに不可欠であって、本質的である。

10 この困難を回避するため、要素素子の非線形性を高めることで素子数を減らす試みがなされてきた。この方向を発展させると必然的に、要素素子がカオスを示す程に強い非線形性を持つものが望まれてくる。カオスを示す古典的な系を量子化したとき、その量子系の振る舞いを特徴付けるのが量子カオスである。

15 一方で、要素素子が微細化されて行くと、その素子に閉じ込められた電子は量子力学的粒子として振る舞うことになる。従って、この観点より、量子カオスを示す要素素子に期待が集まっている。

20 さらに、固体材料の電子・光素子への応用を考える時、その材料の持つ物性値が用途に制約を与えることがある。例えば、半導体材料を発光素子に利用する場合、その材料のバンドギャップに対応する発光波長のデバイスに応用することはできるが、発光波長を変えるためには工夫が必要である。半導体のバンドに係わる物性値に関しては、超格子によって制御が実現されている。具体的には、超格子の周期を変えることによって、サブバンドのバンド幅を制御することができ、発
25 光波長を設計することができる。

さて、多電子状態の構造を材料設計により制御することを目指し、

本発明者は量子ドット結合体による多体効果工学を提唱し、理論的解析を行ってきた ((3)US patent 5,430,309 (4)US patent 5,663,571 (5)US patent 5,719,407 (6)US patent 5,828,090 (7)US patent 5,831,294 (8)J. Appl. Phys. 76, 2833(1994) (9)Phys. Rev. B51, 10714(1995) (10)Phys. Rev. B51, 11136(1995) (11)J. Appl. Phys. 77, 5509(1995) (12)Phys. Rev. B53, 6963(1996) (13)Phys. Rev. B53, 10141(1996) (14)Appl. Phys. Lett. 68, 2657(1996) (15)J. Appl. Phys. 80, 3893(1996) (16)J. Phys. Soc. Jpn. 65, 3952(1996) (17)Jpn. J. Appl. Phys. 36, 638(1997) (18)J. Phys. Soc. Jpn. 66, 425(1997) (19)J. Appl. Phys. 81, 2693(1997) (20)Physica(Amsterdam) 229B, 146(1997) (21)Physica(Amsterdam) 237A, 220(1997) (22)Surf. Sci. 375, 403(1997) (23)Physica(Amsterdam) 240B, 116(1997) (24)Physica(Amsterdam) 240B, 128(1997) (25)Physica(Amsterdam) 1E, 226(1997) (26)Phys. Rev. Lett. 80, 572(1998) (27)Jpn. J. Appl. Phys. 37, 863(1998) (28)Physica(Amsterdam) 245B, 311(1998) (29)Physica(Amsterdam) 235B, 96(1998) (30)Phys. Rev. B59, 4952(1999) (31)Surf. Sci. 432, 1(1999) (32)International Journal of Modern Physics B. Vol. 13, NO. 21, 22, pp. 2689-2703, 1999)。例えば、量子ドット間のトンネル現象と量子ドット内の電子間相互作用とを調整することにより、様々な相関電子系が実現されるであろうと期待されている。

いま、近接量子ドット間のトンネル・トランスファーを t と書くことにする。そのとき、量子ドットが正方格子状に並んでいるとすれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 4t$ である。もし量子ドットが一次元チェーンとして形成されていれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2t$ である。三次元的な量子ドットアレーならば $T_{eff} = 6t$ である。つまり、量子ドットアレーの次元性が D ならば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2Dt$ であった。

磁性材料を記憶媒体に用いる場合、例えば記憶の消去を行うために、強磁性相転移温度より高い温度に熱することが必要となる場合があり、これが応用上の制約となる。従って、仮に加熱を行うことなく、なにがしかのパラメータを変化させることによって、強磁性相転移温度を
5 制御することができるならば、様々な技術的応用の可能性が広がる
ことが期待される。

一方、量子カオスを用いた素子については、フラクタル形状を持つ量子系において、その自己相似性に起因する状態密度の縮退が存在することが知られ、それ自身有用なものであるが、その系の示す量子カ
10 オスはGOE (Gaussian orthogonal ensemble) 分布で規定され、量子カオスとしては比較的弱いものであった。このため、より強い量子カオスの実現が望まれている。

さらに、ハーフ・フィルド (half-filled) (量子ドット一個あたり一電子) のモット (Mott) 転移 (モット (Mott) - ハバード (Hubbard) 転移またはモット金属 - 絶縁体転移とも呼ぶ) を考える。量子ドット内の実効的電子間相互作用を U_{eff} と書くことにすると、このモット絶縁体側でのハバード・ギャップは $\Delta = U_{eff} - T_{eff}$ でほぼ記述
15 されることから、 U_{eff} や t を変えることでモット転移を制御することができることになる。既に提案しているように、電界効果によって、
20 U_{eff} 、 t を調整してモット - ハバード転移を制御することができ、電界効果素子に応用可能であるが (上記文献 (7) (8) (13) (16))、電界以外のパラメータの制御によりモット - ハバード転移を制御することができれば、応用の可能性が増大し、望ましい。

従って、この発明の目的は、従来のように加熱を行うことなく、強
25 磁性相転移などの相転移を制御することができるフラクタル結合体の相転移の制御方法を提供することにある。

この発明の他の目的は、上記の制御方法を適用することができるフラクタル結合体および強磁性フラクタル結合体を提供することにある。

この発明のさらに他の目的は、上記の制御方法またはフラクタル結合体を用いた情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置を提供することにある。

発明の開示

本発明者は、上記課題を解決すべく鋭意検討を行った結果、フラクタル結合体を用いた系においては、フラクタル次元が相転移の生起と密接な関係を有しており、フラクタル次元を制御することにより、相転移を制御することができることを見い出した。この相転移は、具体的には、強磁性相転移、モットーハバード転移、量子カオスの発生を通じたアンダーソン転移など、多彩である。この相転移は、相転移前後の相状態を情報と関連付けることにより、情報記憶、より一般的には情報処理に応用することが可能である。

この発明は、本発明者による以上の検討に基づき、さらに種々の観点より検討を行った結果、案出されたものである。

すなわち、上記課題を解決するために、この発明の第1の発明は、フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御するようにした

ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法である。

この発明の第1の発明においては、温度変化による相転移を利用する場合、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御する。特に、フラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体である場合には、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御する。この強磁性フラ

クタル結合体においては、フラクタル次元を2.5以上に設定することにより、著しい相転移温度の変化を得ることができる。

また、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することによりフラクタル結合体における量子カオスの発生を制御し、これを通してアンダーソン（局在）転移を制御するようにしてもよく、これは、例えば、磁性不純物が添加されたフラクタル結合体に適用することが可能である。

さらに、相転移は金属－絶縁体転移であってもよく、これは、ハーフ・フィルドの電子密度に制御されたフラクタル結合体において好適なものである。このようなフラクタル結合体としては、具体的には、量子ドット、例えば化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されたものが用いられる。

この発明の第2の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる
15 ことを特徴とする強磁性フラクタル結合体である。

この発明の第2の発明においては、典型的には、磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定される。特に、著しい相転移温度の変化を得るためには、磁性材料のフラクタル次元が2.5以上に設定される。磁性材料は、例えば、
20 磁性微粒子ないしは磁性原子の形態をとる。そのほか、その性質に反しない限り、この発明の第1の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

この発明の第3の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されて
25 いる

ことを特徴とするフラクタル結合体である。

この発明の第 3 の発明において、典型的には、ランダムな磁場は、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加される。このランダムな磁場は、より強い量子カオスを示す系を、磁場の効果によって実現することと、フラクタル形状の持つ自己相似性を両立させるために導入されるものである。このような磁性不純物が添加されたフラクタル結合体においては、自己相似的強結合量子カオスを実現することができる。

この発明の第 4 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する

ことを特徴とするフラクタル結合体である。

この発明の第 4 の発明においては、典型的には、電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット金属－絶縁体転移が存在し、かつ、このモット金属－絶縁体転移が系のフラクタル次元により制御されている。このフラクタル結合体は、例えば、化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成することができる。このようなフラクタル結合体は、例えば、半導体装置または電子素子の構成に用いることができる。

この発明の第 5 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理方法である。

この発明の第 6 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶方法である。

この発明の第 7 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体である。

5 この発明の第 8 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体である。

10 この発明の第 8 の発明においては、例えば、フラクタル結合体において発現する、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用して情報記憶を行うことができる。

この発明の第 9 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

15 ことを特徴とする情報記憶媒体である。

この発明の第 10 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

20 この発明の第 11 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

25 ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 12 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

5 ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 1 3 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

10 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

この発明の第 1 4 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

15 ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 1 5 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

20 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 1 6 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

25 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 17 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィールドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

5 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにしたことを特徴とする情報記憶装置である。

この発明の第 5 ～第 17 の発明においては、その性質に反しない限り、この発明の第 1 ～第 4 の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

10 上述のように構成されたこの発明によれば、従来のように加熱を行わず、フラクタル次元の制御によりフラクタル結合体の相転移を制御することができ、これを利用して情報記憶を始めとする多彩な情報処理を行うことができる。

15

図面の簡単な説明

第 1 図は、この発明の第 1 の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図、第 2 図は、この発明の第 1 の実施形態における二次元円盤上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 3 図は、この発明の第 1 の実施形態における円盤上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 4 図は、この発明の第 1 の実施形態における三次元球上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 5 図は、この発明の第 1 の実施形態における三次元球上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 6 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 2$ イジングモデルについての温度と磁化との関係

を示す略線図、第 7 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 6$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 8 図は、この発明の第 1 の実施形態における $N = 12$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 9 図は、この発明の第 1 の実施形態における正八面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 10 図は、この発明の第 1 の実施形態における正二十面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図、第 11 図は、この発明の第 1 の実施形態の具体例を示す略線図、第 12 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 0$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 13 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 1$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 14 図は、この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 2$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図、第 15 図は、この発明の第 2 の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図、第 16 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図、第 17 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図、第 18 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図、第 19 図は、この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図、第 20 図は、この発明の第 3 の実施形態において数値計算により得られた状態密度を示す略線図、第 21 図は、第 20 図におけるモットハバードギャップ近傍の領域を拡大して示す略線図、第 22 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $\alpha = 1$ に固定して U を 4、8、12、16 と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図、第

2 3 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0$
1、 $\alpha = 1$ に固定して U を 2、4、8、16 と変化させたときの状態
密度の変化を示す略線図、第 2 4 図は、この発明の第 3 の実施形態に
5 おいて三次元球について $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ 、 $U = 8$ に固定して
 α を 0、1、2 と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図、第
2 5 図は、この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0$
1、 $U = 4$ に固定して α を 0、1、2 と変化させたときの状態密度の
変化を示す略線図、第 2 6 図は、この発明の第 3 の実施形態において
10 $t = 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、
1、2 について U を連続的に変化させたときのハバードギャップの変
化を示す略線図、第 2 7 図は、この発明の第 3 の実施形態において t
 $= 1$ 、 $n = 1 0 0 0 1$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、
1、2 について U を連続的に変化させたときのフェルミ・エネルギー
15 上の状態密度の変化を示す略線図、第 2 8 図 A および第 2 8 図 B は、
この発明の第 3 の実施形態の具体例を示す略線図である。

発明を実施するための最良の形態

以下、この発明の実施形態について説明する。

20 まず、この発明の第 1 の実施形態について説明する。この第 1 の実
施形態においては、強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元による
転移温度の制御について説明する。

強磁性フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成
し、その上にスピンを配置することにより形成する。

(1) フラクタルの形成

25 まず、Dielectric breakdown model を復習する ((33)A. Erzan, L. Pi
etronero, A. Vespignani, Rev. Mod. Phys. 67, 545(1995) - (34)L. Niemeyer,

L. Pietronero, H. J. Wiesmann, Phys. Rev. Lett. 52, 1033 (1984))。

いま、三次元空間の正方格子 S を定義し、その格子点 $(i_1, i_2, i_3) \in S$ 上にスカラーポテンシャル場 $\phi(i_1, i_2, i_3)$ を定義し、これを電位と称する。この電位はラプラス方程式

5

$$\Delta\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad (1)$$

に従うものとする。これから定義する図形 T_n は三次元格子上の格子点の集合であり、 T_0 は $(0, 0, 0)$ のみからなり、 T_{n+1} は順次、
10 以下に与えるルールにより、 T_n に一格子点を付け加えることにより生成される。

まず、 T_n に含まれる各点の電位を 1 とし、無限遠点での電位を 0 とする。つまり、

15

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \longrightarrow \infty \quad (2)$$

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 1 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \in T_n \quad (3)$$

20

である。この境界条件のもとで方程式 (1) を解き、各格子点の電位を決定する。 T_{n+1} を構成するために T_n に付け加えられるべき格子点は、 T_n に含まれず、 T_n に最近接する格子点の集合 U_n から選ばれる。 U_n に含まれる格子点の数を N_n と書く。

さて、 U_n に含まれる各点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ (ただし、 $m = 1, 2, \dots, N_n$) に対し、その電界強度を

25

$$E_m(\alpha) = |\phi(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m}) - 1|^\alpha \quad (4)$$

と定義する。 U_n のある点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ が選ばれる確率は、その電界強度 $E_m(\alpha)$ に比例する。つまり、その確率は

$$p_m(\alpha) = \frac{E_m(\alpha)}{\sum_{j=1}^{N_n} E_j(\alpha)} \quad (5)$$

である。

以上の操作を繰り返すことで T_n を構成して行く。理想的なフラクタルは、無限に繰り返した極限集合

$$T_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} T_n \quad (6)$$

であろう。また、 $\alpha = 1$ の場合、上記と Diffusion limited aggregation による図形生成の結果は一致する ((35) T. A. Witten, Jr. and L. M. Sander, Phys. Rev. Lett. 47, 1400 (1984) ; Phys. Rev. B 27, 5686 (1983))。様々な α について数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第 1 図にまとめて示す。

(2) フラクタル上のスピン系

(1) で定義されたフラクタル上に、強磁性体を記述するスピン系を定義しよう。 T_n の元である格子点

$$r_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (7)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $r_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン系を考えよう。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (8)$$

\mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間でのみスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

$$Z = \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} e^{-H/T} \quad (10)$$

ただし、和の記号内の $\{\mathbf{S}_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

$$\mathbf{M} = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^{n+1} \langle \mathbf{S}_p \rangle \quad (11)$$

ただし、期待値 $\langle \mathbf{S}_p \rangle$ は

$$\langle \mathbf{S}_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} \mathbf{S}_p e^{-H/T} \quad (12)$$

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に M はスピン空間におけるベクトル量であるが、その絶対値 $M = |\mathbf{M}|$ を計算する。

さて、第 1 の例としてポッツモデルを考える ((36) F. Y. Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235 (1982))。このモデルではスピンとして、

$$S_p = (\cos \frac{2\pi n_p}{N}, \sin \frac{2\pi n_p}{N}) \quad (13)$$

が用いられる。ただし、 $n_p = 0, 1, 2, \dots, N-1$ である。
 $N=2$ の場合はイジング・モデルと同一であり、 $N=2$ 、 $N=6$ 、 N
 5 $=12$ に関し、シミュレーションを実行した。第2の例として、スピン状態として、正8面体、正20面体の頂点に状態をとるものを考える。正8面体の場合、頂点の数は6であり、正20面体の場合は12である。これらのスピン系に関し、モンテカルロ法を用いて自発磁化を計算する。以下の例では、10000モンテカルロ・ステップを用いた。また、フラクタルは各 α に対して10000ステップの成長を行ったもの、つまり $n=10001$ のフラクタルを利用した。

フラクタル上の磁性に関する結果を示す前に、通常の二次元、三次元系に関して自発磁化の計算結果を示しておこう。まず、二次元の場合では10001サイトを円盤状(disk)に配置したものを用いた。

15 第2図に二次元円盤上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合、転移温度 T_c は $T_c \sim 2.3$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では $T_c \sim 1.1$ となっている。第3図に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.0$ 、正20面体モデルでは $T_c \sim 0.7$ となっている。

さて、三次元の場合へ進もう。このとき、10001サイトを球状(ball)に配置したものを用いた。第4図に三次元球上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合では $T_c \sim 4.2$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では、 $T_c \sim 2.1$ となっている。第
 25 5図に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.6$ 、正20面

体モデルでは $T_c \sim 1.5$ となっている。

本題の、フラクタル状構造上におけるスピン系の自発磁化を見てみよう。第6図に、 $N=2$ イジング・モデルの結果を示す。第7図には $N=6$ 、第8図には $N=12$ のポッツモデルに関して結果を示す。また、第9図では正8面体モデルの結果を、第10図では正20面体モデルの結果が示されている。フラクタルのパラメータ α は0、0.4、0.8、1.2、1.6、2としてあり、 $\alpha=0$ の時フラクタル次元は3に近く、 α の増加に伴い徐々に減少し、 $\alpha=2$ でフラクタル次元は2.1ほどになる。いずれの場合も、 α の増加に伴い、 T_c が減少して行くことが分かる。第6図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 4.1$ から $T_c \sim 1.0$ の変化が見られている。第7図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2.1$ から $T_c \sim 0.4$ の変化が見られている。第8図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。第9図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.6$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。第10図の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.3$ から $T_c \sim 0.3$ の変化が見られている。いずれの場合も、 α の値を設定することによって、十分広い温度範囲で強磁性体としての相転移温度が制御されている。

また、フラクタル次元が2.5より大きな領域では、相転移温度は極めて敏感に変化していることが分かる。従って、この領域のフラクタル結合体を用いると効率の良い転移温度の変調が得られる。

この第1の実施形態による強磁性フラクタル結合体の具体例を挙げると、例えば第11図に示すようなものである。すなわち、第11図に示すように、強磁性材料の原子1を基板2上に配置し、例えば走査型トンネル顕微鏡（STM）で用いられる針3を用いてこれらの原子

1 の配置をフラクタル状に再配置させる。原子 1 の間の間隔が十分に小さければ、原子間の結合が電子の移動により生じ、磁性体として振る舞う。この原子 1 のフラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体となる。

- 5 次に、この発明の第 2 の実施形態について説明する。この第 2 の実施形態においては、自己相似的強結合量子カオスを実現する磁性不純物添加のフラクタル結合体の制御について説明する。

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

10 (1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第 1 の実施形態の (1) と同様に行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを第 12 図、第 13 図および第 14 図に示す。第 12 図は $\alpha = 0$ 、第 13 図は $\alpha = 1$ 、第 14 図は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第 15 図にまとめて示す。

15 (2) フラクタル上の電子系

(1) で定義されたフラクタル上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

20

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (14)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

25

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (15)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (16)$$

5 と定義される。ここで、トランスファー $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} \exp(i\theta_{p,q}) & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (17)$$

を採用する。ただし、 $\theta_{p,q} = -\theta_{q,p}$ は

10

$$0 < \theta_{p,q} < 2\pi r \quad (18)$$

15

を満たすランダムな実数である。変動幅は r で調整されている。このモデルでは最近接サイト間のみでホッピングが可能である。そして、そのホッピングに伴い、場所によりランダムな位相因子 $\theta_{p,q}$ が付け加わる。格子点を一周するループでこの位相因子を積分すれば、そのループを貫く磁束になるので、 $0 < \theta_{p,q} < 2\pi r$ のランダムな分布に対し、局所的には磁場が導入されていることになる。この磁場は、強度、方向ともに全くランダムであり、空間的に平均をとるとゼロ磁場となるので、系のフラクタル性を破壊することはない。本文で論じている樹状フラクタルの自己相似性は、本来ランダムな過程を経て形成されていることもあり、空間的平均の範囲で存在するものである。上記ランダム磁場は、空間的平均をとると消失してしまうので、樹状フラクタルの自己相似性を破壊しないのである。後ほど、自己相似性に起因する状態密度の縮退は、ランダム磁場によって壊されない。 $r = 0$ の場合、ランダム磁場の存在しないモデルに帰着する。

20

25

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m|m\rangle \quad (19)$$

5

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$10 \quad \omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (20)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (21)$$

15

を用い、新しい準位

$$\epsilon_0 = 0 \quad (22)$$

20

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (23)$$

へ変換する。ここで、

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (24)$$

25

である。系の状態密度 (the density of states) は

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (25)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

5

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (26)$$

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ_3 統計量を計算する。参考文献 ((37) L. E. Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (38) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991)) にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

10

15

20 可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Poisson 分布のもの

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (27)$$

25

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (28)$$

となり、最も弱い量子カオスである G O E 分布に従う系では、

$$P_{\text{GOE}}(s) = \frac{\pi s}{2} e^{-\pi s^2/4} \quad (29)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{\pi^2}{8} - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (30)$$

となる。ここで、 γ はオイラ一定数である。第 16 図および第 17 図に $r = 0$ での量子準位統計を示す。 α が減少して行くに従い、Poisson 分布から G O E 分布へと変化している。磁性不純物なしの樹状フラクタルにおいて、 α が小さい場合に発現する量子カオスが G O E 分布で特徴付けられる。 $P(s)$ の $s \sim 0$ の領域に注目すべきである。可積分系の場合、 $P(s) \sim 1$ であり、一方、G O E 分布の場合 $P(s) \propto s$ であって、 $s \sim 0$ の領域では、準位間隔の存在確率がエネルギー差 s の一次に比例している。

一方で、この第 2 の実施形態の磁性不純物を伴う場合 $r = 1$ を第 18 図および第 19 図に示す。 α が減少して行くに従い、Poisson 分布から G U E (Gaussian unitary ensemble) 分布へと変化している。この G U E 分布では

$$P_{\text{GUE}}(s) = \frac{32s^2}{\pi^2} e^{-4s^2/\pi} \quad (31)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (32)$$

となり、 $s \sim 0$ の領域では $P(s) \propto s^2$ となって、より強く $P(s)$ の値が抑制されている。従って、磁性不純物を導入することによって、G U E 分布で特徴付けられるより強い量子カオスが生じることが分か

った。

このような強い量子カオスの発生を通して、磁性不純物添加のフラクタル結合体においてアンダーソン転移を制御することができる。

磁性不純物添加のフラクタル結合体の具体例を挙げると、Cuで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、GaAsで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、などである。ドーピングする磁性不純物は、一般には、その不純物準位がバルクの量子準位と重ならないようなものである。

次に、この発明の第3の実施形態について説明する。この第3の実施形態においては、フラクタル結合体のフラクタル次元によるモットーハバード転移の制御について説明する。

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

(1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第1の実施形態の(1)と同様にして行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを第12図、第13図および第14図に示す。第12図は $\alpha = 0$ 、第13図は $\alpha = 1$ 、第14図は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を第15図にまとめて示す。

(2) フラクタル上の電子系

(1)で定義されたフラクタル上に電子系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (33)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $r_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (34)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下で定義される。

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{i,j} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (35)$$

電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (36)$$

を採用する。また、 j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad \text{とその和} \quad \hat{n}_j = \sum_\sigma \hat{n}_{j,\sigma} \quad \text{を定義する。}$$

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン

$$\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N} \quad \text{を導入する。ただし、} \hat{N} = \sum_j \hat{n}_j \quad \text{である。ここで} \quad (37)$$

問題とするハーフフィルドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィルドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{n}_i - 1) \quad (37)$$

演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (38)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (39)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,l}^\dagger \hat{c}_{i,l} \hat{c}_{i,l}^\dagger \hat{c}_{i,l} + \hat{c}_{i,l} \hat{c}_{i,l}^\dagger \hat{c}_{i,l} \hat{c}_{i,l}^\dagger \quad (40)$$

$$\hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (41)$$

によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A}, \hat{B} に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (42)$$

である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (43)$$

は特に重要である。それは、小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

$$- \sum_{\sigma=l,l} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (44)$$

がサイト j の局所状態密度、

$$-\sum_{j,\sigma} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (45)$$

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0.0001$ を用いることにする。

5 系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (46)$$

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

10

$$i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (47)$$

が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する ((39) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994))。もし、p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

15

$$\langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (48)$$

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベーテ格子のときに
20 厳密になるとのことであるが、我々の場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle, \quad (49)$$

25 ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (50)$$

を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

$$i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle. \quad (51)$$

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (52)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (53)$$

という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られた。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma}. \quad (54)$$

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、 $G_{j,\uparrow} = G_{j,\downarrow}$ を仮定して以下の計算を行う。

数値計算により得られた状態密度を第2.0図に示す。樹状フラクタルとして $n = 10001$ サイトを用いた。この計算では、 $t = 1$ 、 $U = 12$ を用い、 $\alpha = 0, 1, 2$ とした。バンドが左右に分離しており、左側が下側ハバードバンド (Lower Hubbard band)、右が上側ハバードバンド (Upper Hubbard band) である。下側ハバードバンドのみが電子で満たされ、左右間の状態密度ゼロの領域がモットハバードギャップである。モットハバードギャップ近傍の領域を拡大したものが第

2 1 図である。 α の増加に伴い（フラクタル次元の減少に伴い）、モットハバードギャップが増加して、絶縁性が増すことが分かる。Uの変化に伴うモット転移に関し、状態密度を示しておこう。 $t = 1$ 、 $\alpha = 1$ として、 $U = 4, 8, 12, 16$ と変化させたものが第 2 2 図である。サブバンド中央に存在する状態密度のピークは、フラクタル性により生じた状態の縮退からなるものである。

$t = 1$ 、 $n = 10001$ と固定し、数値計算により得られた状態密度の例として、 $\alpha = 1$ と固定し、 $U = 2, 4, 8, 16$ としたものを第 2 3 図に示す。また、 $U = 8$ とし、 $\alpha = 0, 1, 2$ としたものと 10 0 0 0 1 サイトの三次元球（3 D-ball）での結果を第 2 4 図に示す。

第 2 5 図は、 $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、Uを連続的に変化させてハバードギャップをプロットしたものである。第 2 6 図は、同様に $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、Uを連続的に変化させて、フェルミ・エネルギー上の状態密度をプロットした。モット転移の起こる臨界電子間相互作用U。において、ハバードギャップが出現し、フェルミ・エネルギー状の状態密度が消失することがよく分かる。そして、その臨界値U。が α により制御されている。

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体の具体例を挙げると、1価金属で形成されたフラクタル結合体や、 V_2O_5 で形成されたフラクタル結合体などである。

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体は、化合物半導体ヘテロ接合による量子ドットアレーにより構成してもよい。その一例を第 2 8 図Aおよび第 2 8 図Bに示す。ここで、図 2 8 Aは断面図、図 2 8 Bは量子ドットアレーの配置を示す平面図である。

第 2 8 図Aおよび第 2 8 図Bに示すように、このフラクタル結合体

は、i 型 GaAs からなる GaAs 量子ドット 11 をフラクタル状に配置し、それを i 型 AlGaAs 12 により閉じ込めた構造を有する。ここで、GaAs 量子ドット 11 による量子ドットアレーは、最近接量子ドット間で電子のトンネルが許容されるように形成されている。

- 5 以上、この発明の実施形態につき具体的に説明したが、この発明は、上述の実施形態に限定されるものではなく、この発明の技術的思想に基づき各種の変形が可能である。

- 10 以上説明したように、この発明によれば、フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより、加熱を行わなくても、相転移を制御することができる。そして、この相転移を利用して情報記憶、より一般的には情報処理を行うことができる。

請 求 の 範 囲

1. フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御するようにした

5 ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法。

2. 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御するようにした

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

10 3. 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御するようにした

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

15 4. 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を 2.5 以上に設定するようにした

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

20 5. 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより上記フラクタル結合体における量子カオスの発生を制御するようにした

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

25 6. 上記フラクタル結合体は磁性不純物が添加されたフラクタル結合体である

ことを特徴とする請求の範囲 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

7. 上記相転移はアンダーソン転移である

5 ことを特徴とする請求の範囲 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

8. 上記相転移は金属－絶縁体転移である

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

10 9. 上記フラクタル結合体はハーフ・フィルドの電子密度に制御されている

ことを特徴とする請求の範囲 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

10. 上記フラクタル結合体は量子ドットのアレーにより構成されている

15 ことを特徴とする請求の範囲 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

11. 上記量子ドットは化合物半導体ヘテロ接合により形成されている

20 ことを特徴とする請求の範囲 10 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

12. 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる

ことを特徴とする強磁性フラクタル結合体。

13. 上記磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定される

25 ことを特徴とする請求の範囲 12 記載の強磁性フラクタル結合体。

14. 上記磁性材料のフラクタル次元が 2.5 以上に設定される

ことを特徴とする請求の範囲 1 2 記載の強磁性フラクタル結合体。

1 5 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されている

ことを特徴とするフラクタル結合体。

5 1 6 . 上記ランダムな磁場が、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 5 記載のフラクタル結合体。

1 7 . 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する

10 ことを特徴とするフラクタル結合体。

1 8 . 電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット転移が存在し、かつ、このモット転移が系のフラクタル次元により制御されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

15 1 9 . 化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されている

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

2 0 . 上記フラクタル結合体は半導体装置または電子素子を構成する

ことを特徴とする請求の範囲 1 7 記載のフラクタル結合体。

20 2 1 . フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理方法。

2 2 . フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

25 ことを特徴とする情報記憶方法。

2 3 . 多値の情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする請求の範囲 2 2 記載の情報記憶方法。

2 4 . 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

5 2 5 . 多値の情報記憶が可能である

ことを特徴とする請求の範囲 2 4 記載の情報記憶媒体。

2 6 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

10 2 7 . 上記フラクタル結合体において発現する、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用した

ことを特徴とする請求の範囲 2 6 記載の情報記憶媒体。

2 8 . 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

15 ことを特徴とする情報記憶媒体。

2 9 . フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

20 3 0 . 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

25 3 1 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御

することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理装置。

3 2 . 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

5 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理装置。

3 3 . フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

10 ことを特徴とする情報記憶装置。

3 4 . 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

15 ことを特徴とする情報記憶装置。

3 5 . 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

20 ことを特徴とする情報記憶装置。

3 6 . 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

25 ことを特徴とする情報記憶装置。

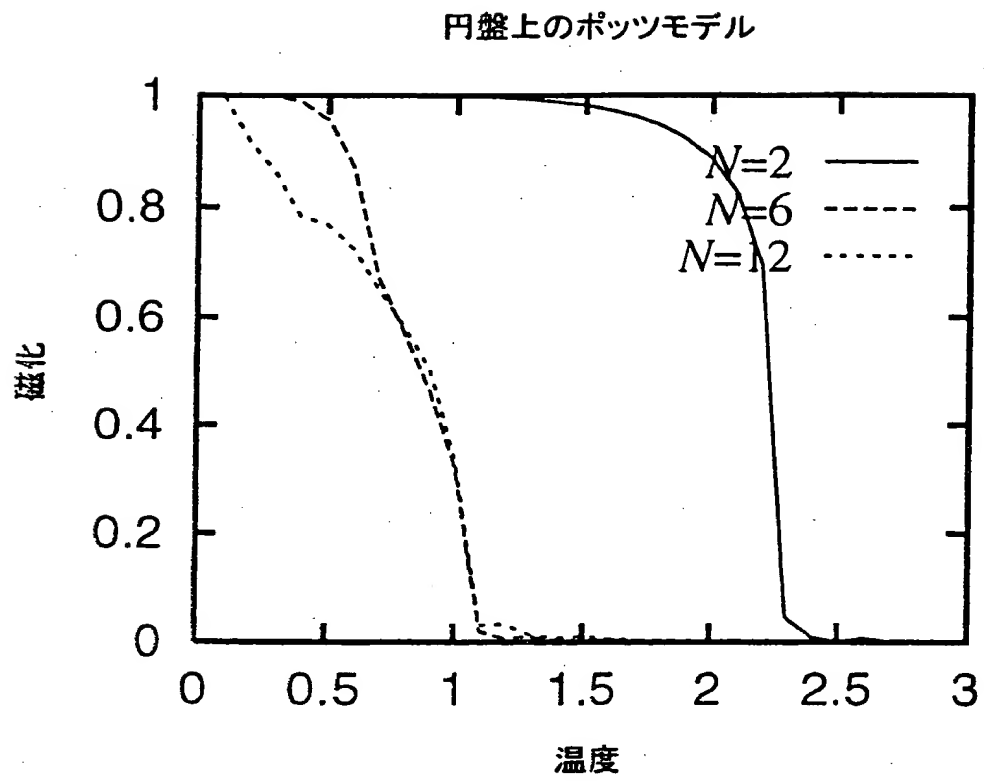
要 約 書

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御する。磁性材料においては、自己相似性を持つ形状に配置された磁性微粒子の強磁性相転移温度をフラクタル次元により制御する。また、樹状フラクタルに閉じ込められたハーフ・フィルドの電子系において、系のフラクタル次元によりモット転移の制御を行う。さらに、フラクタル結合体に磁性不純物を添加して従来よりも強い量子カオスを発生させ、この過程を通してアンダーソン転移の制御を行う。

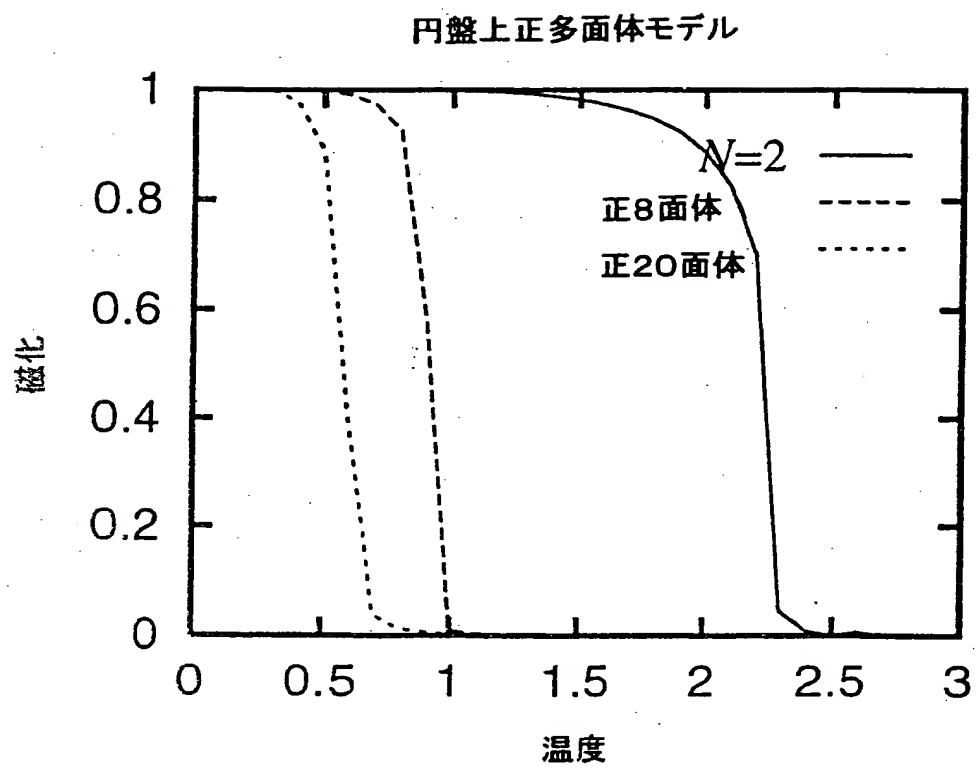
第 1 図

α	D_f
0. 0	2. 9 1
0. 4	2. 7 9
0. 8	2. 5 4
1. 2	2. 2 5
1. 6	2. 2 1
2. 0	2. 1 6

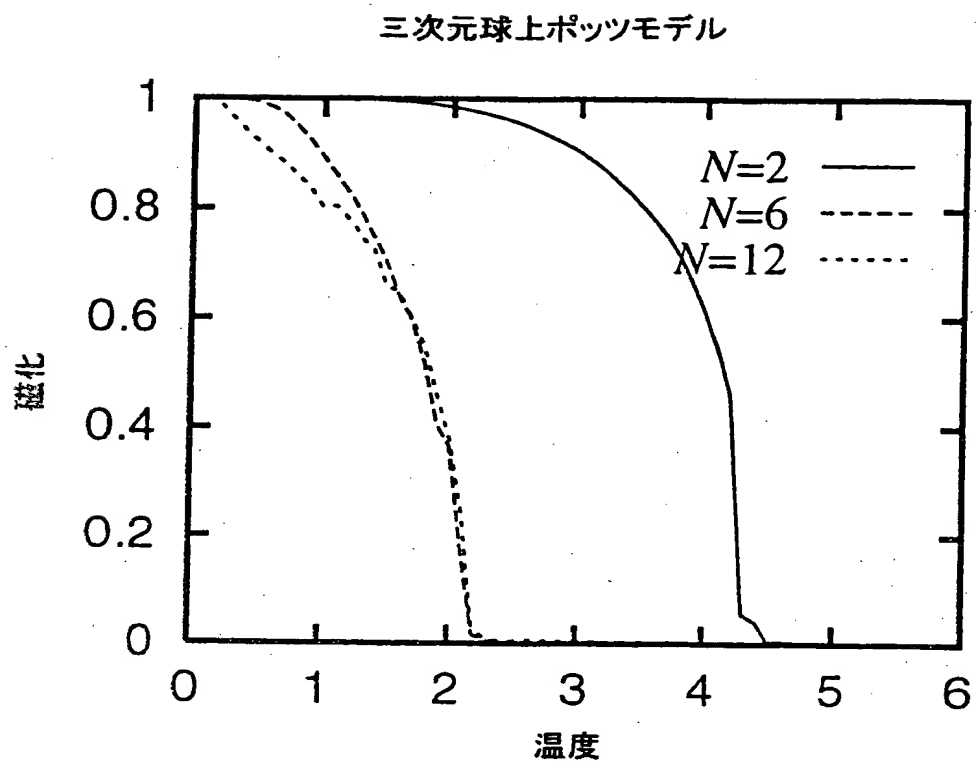
第2図



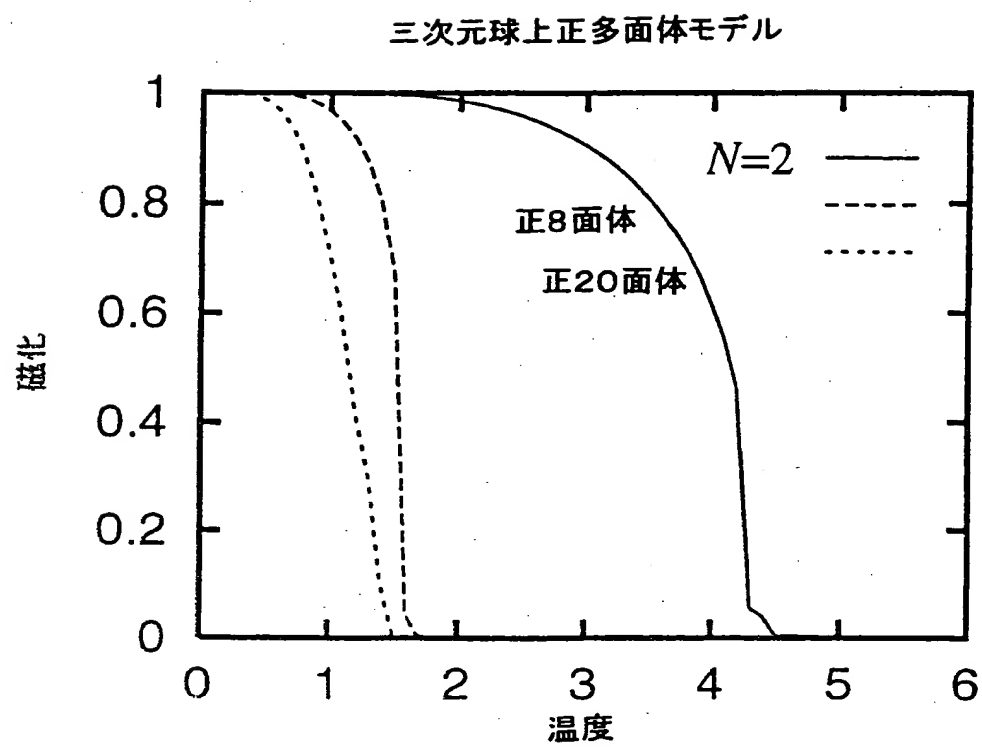
第3図



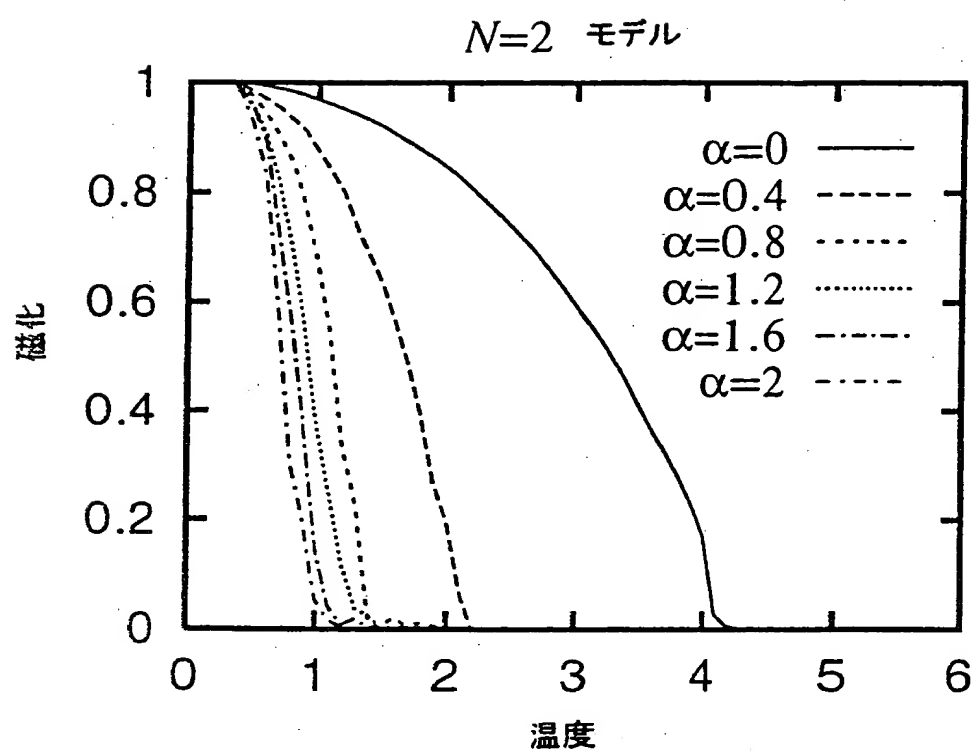
第4図



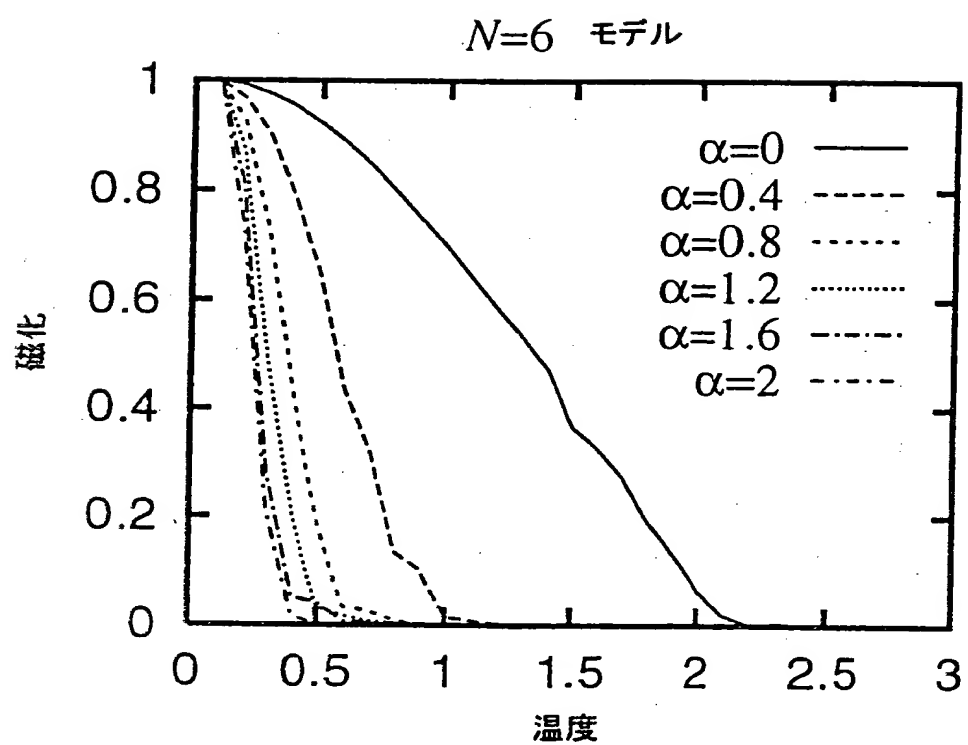
第5図



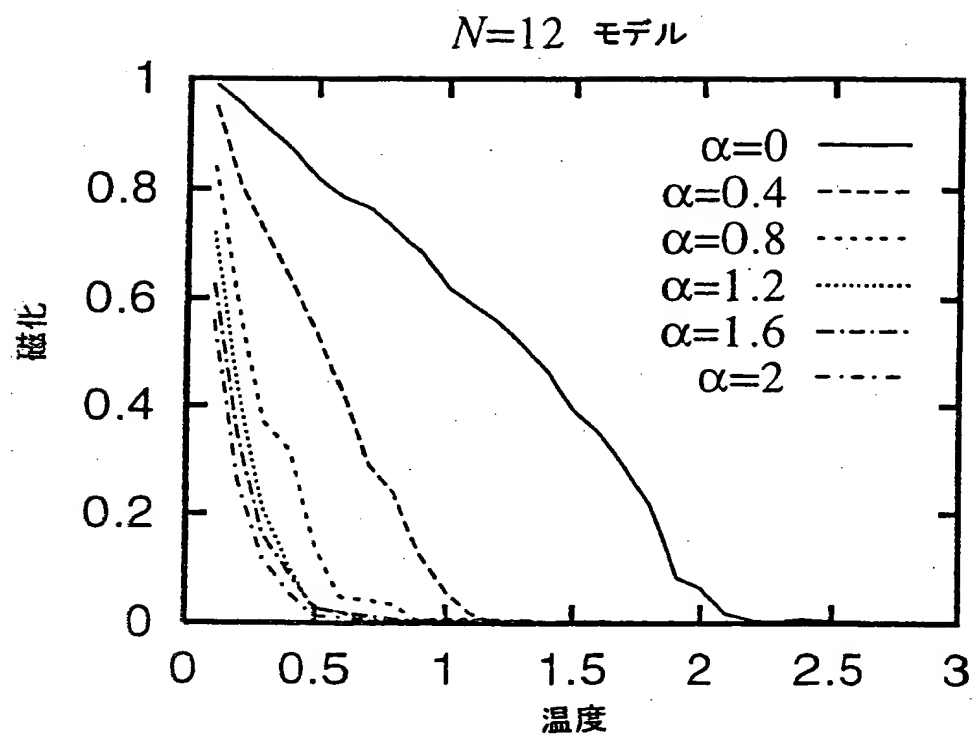
第6図



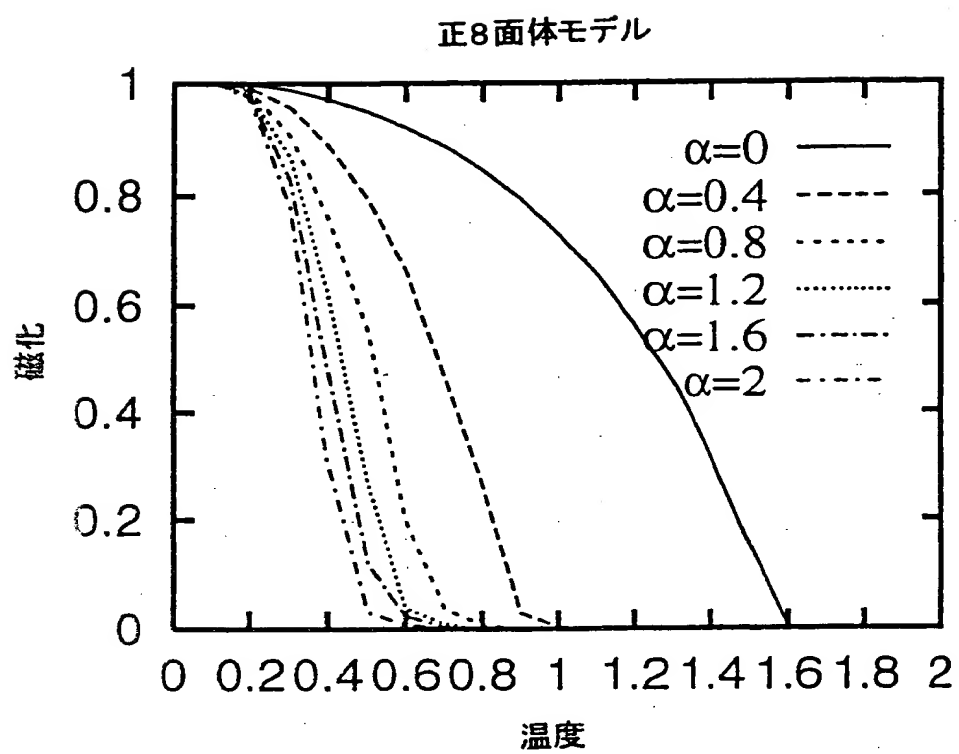
第7図



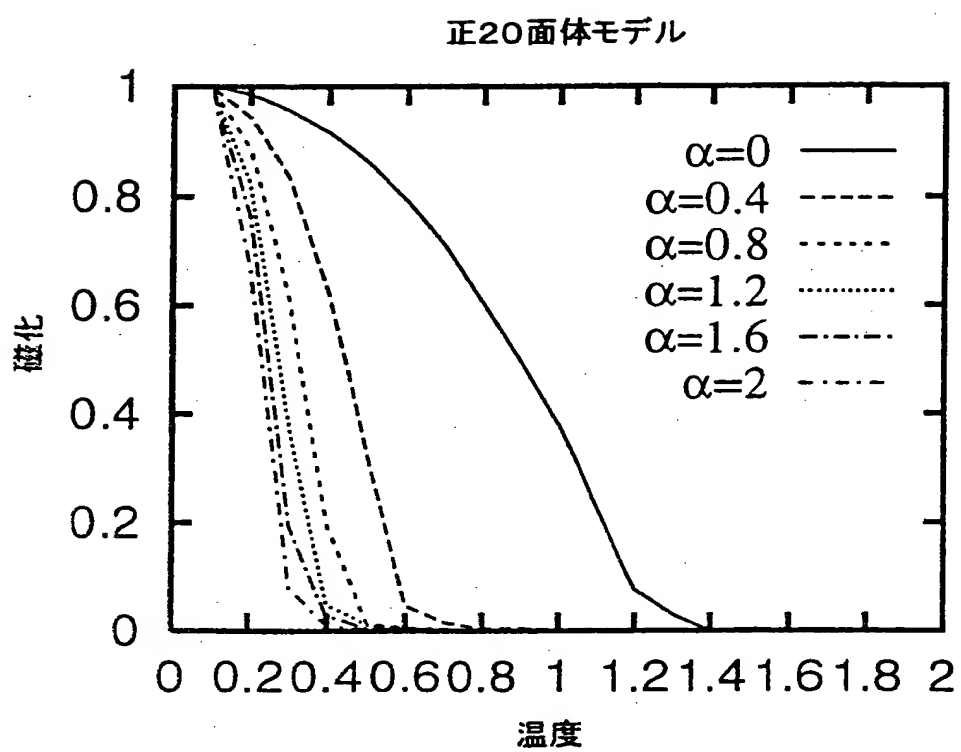
第8図



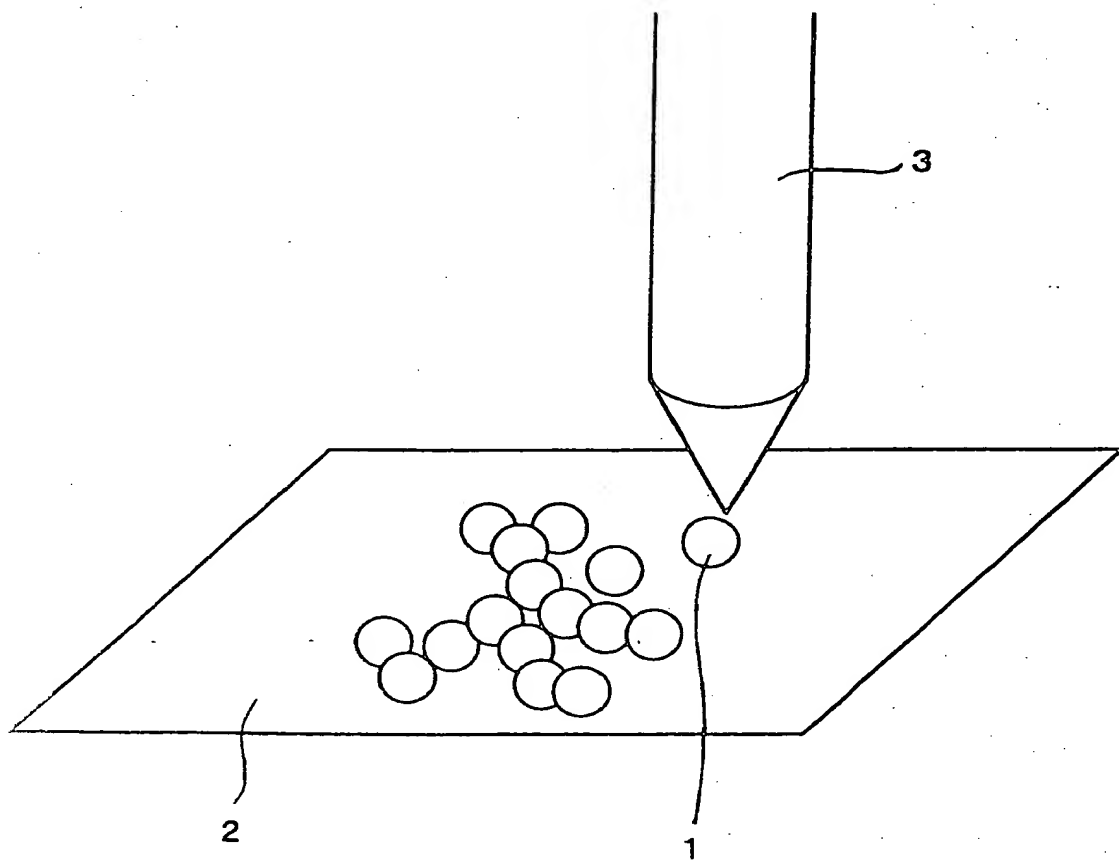
第9図



第 1 0 図

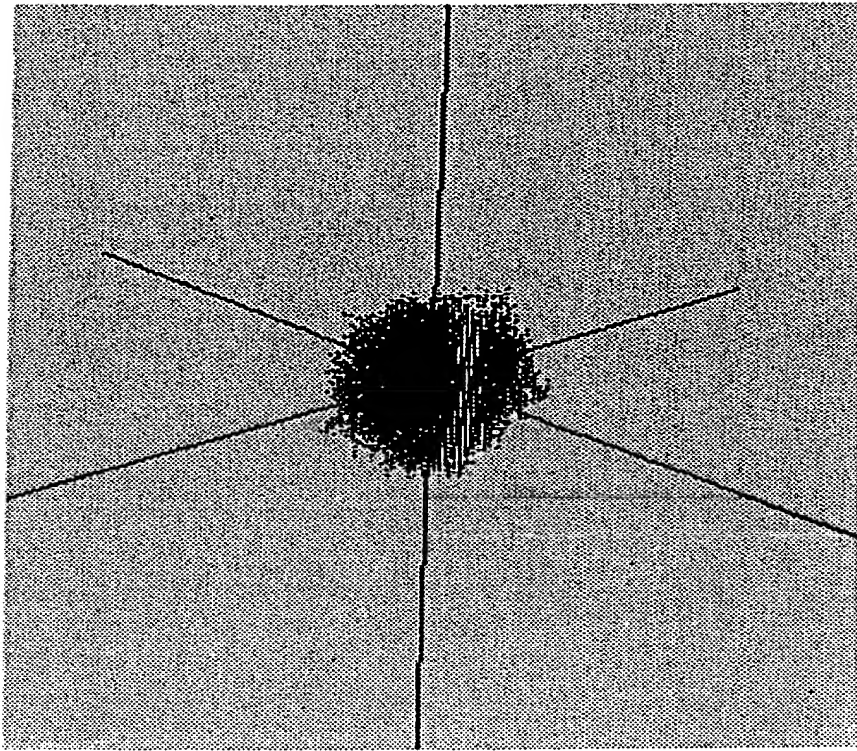


第 1 1 図



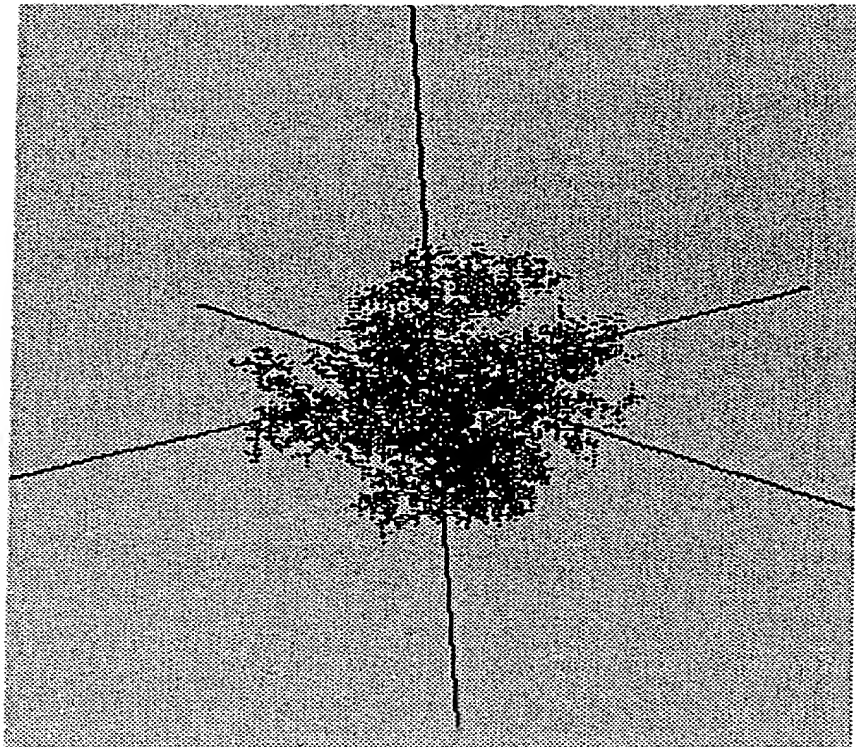
第 1 2 図

$\alpha = 0, n = 10000$



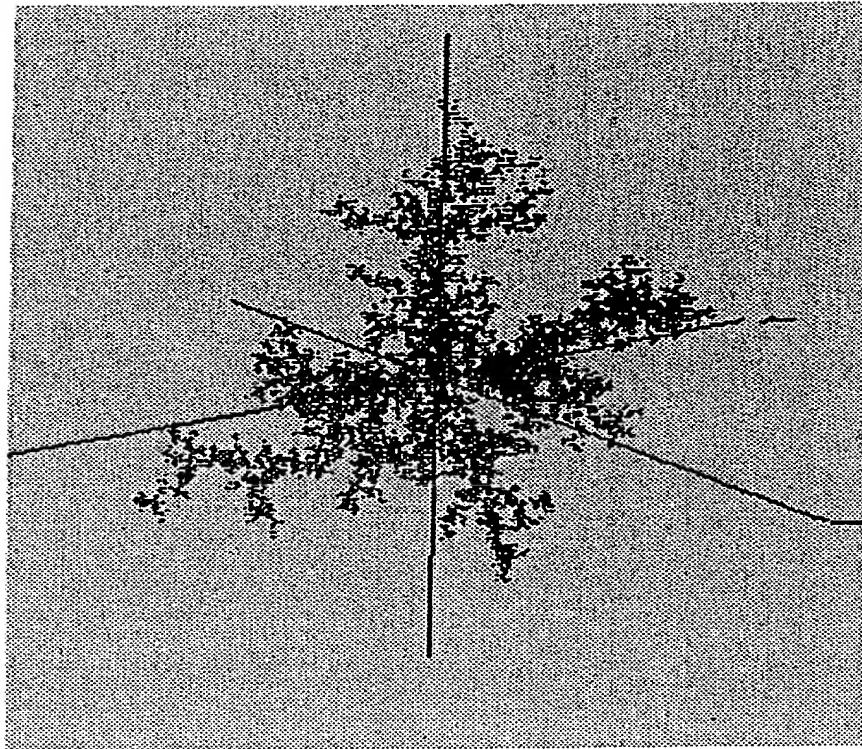
第 1 3 図

$\alpha = 1, n = 10000$



第 1 4 図

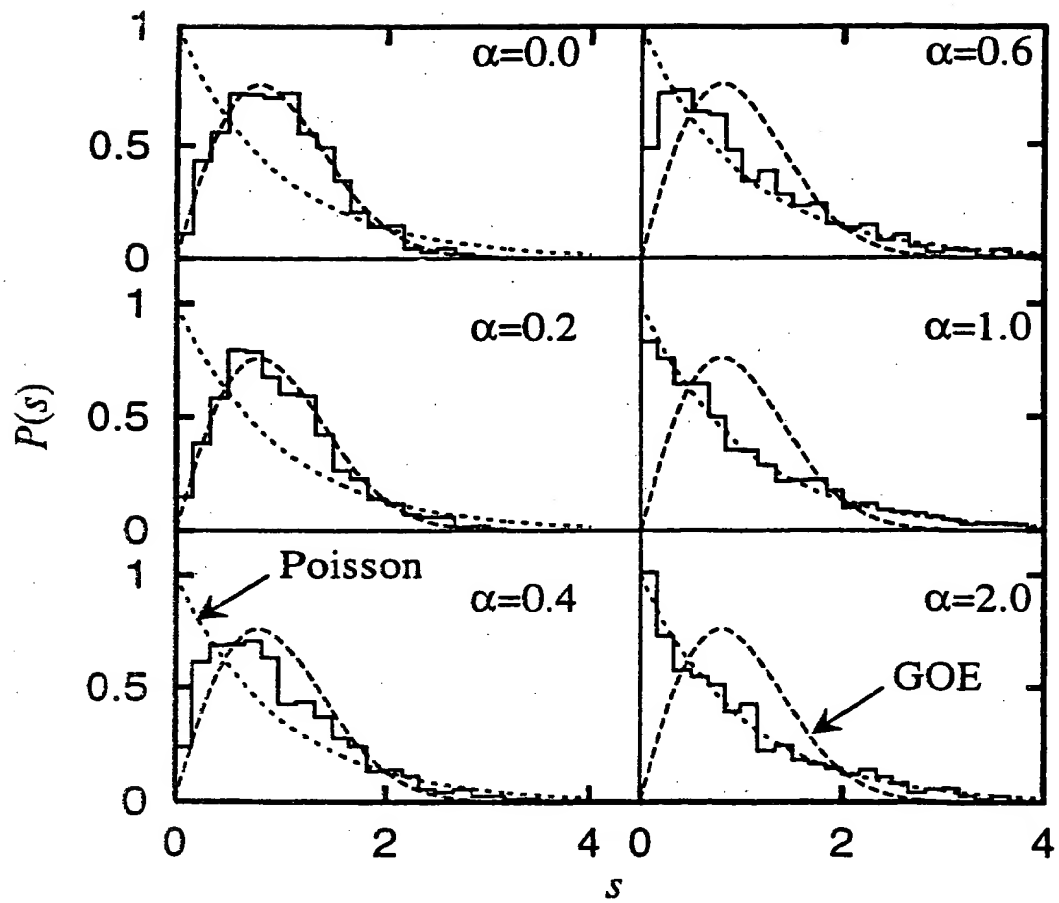
$\alpha = 2, n = 10000$



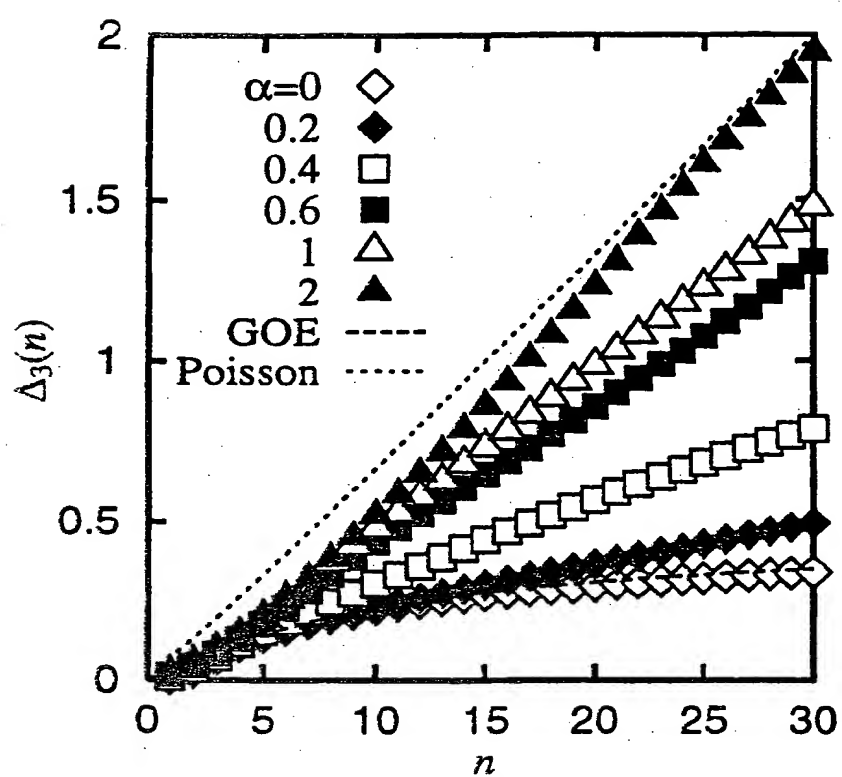
第 1 5 図

α	D_f
0. 0	2. 9 1 0
0. 2	2. 8 9 7
0. 4	2. 7 9 0
0. 6	2. 5 7 7
1. 0	2. 4 5 0
2. 0	2. 1 6 4

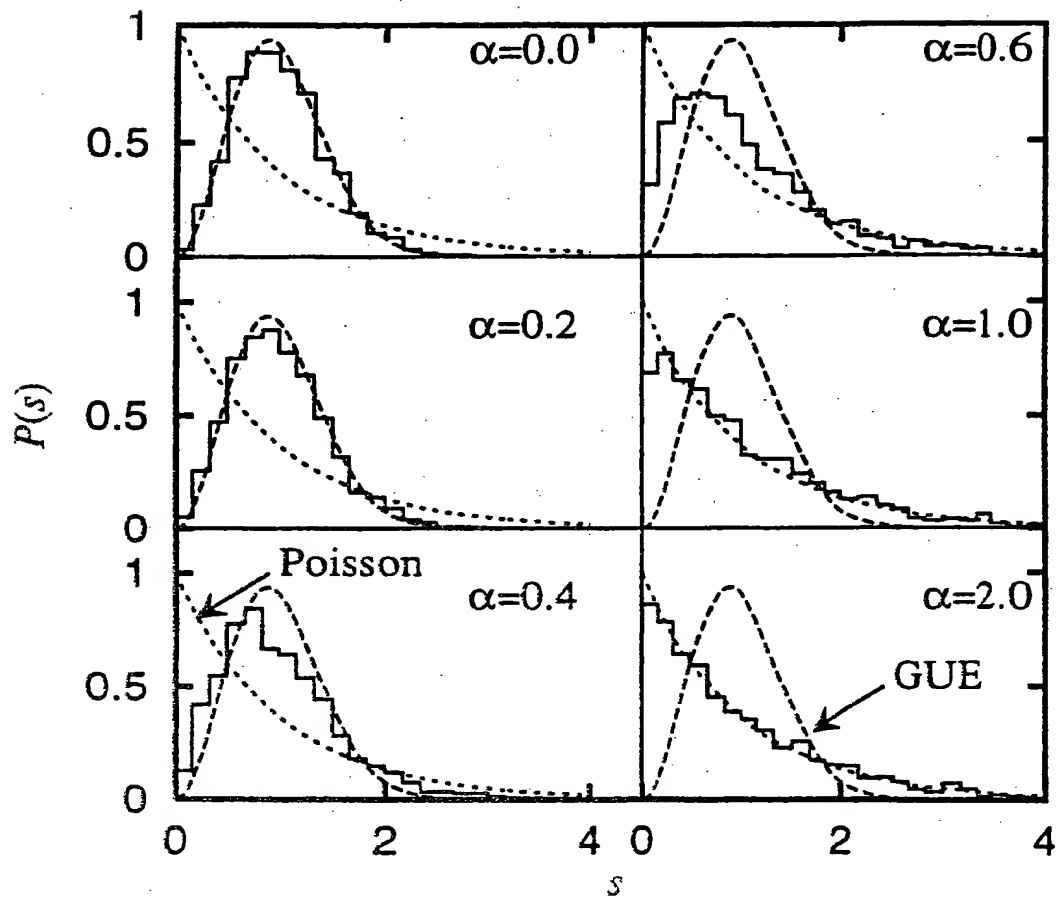
第 1 6 図



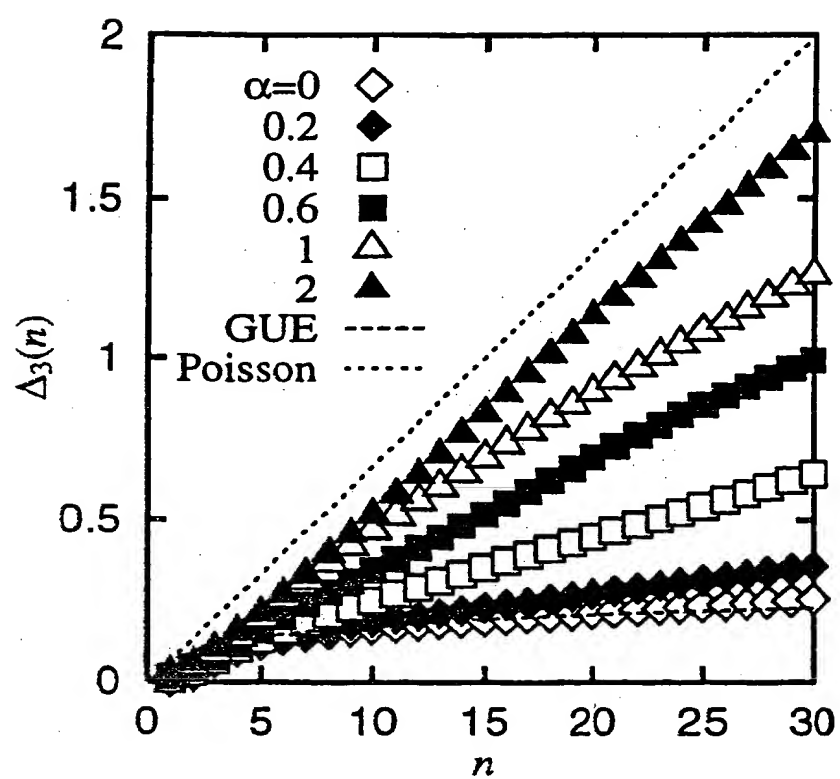
第 1 7 図



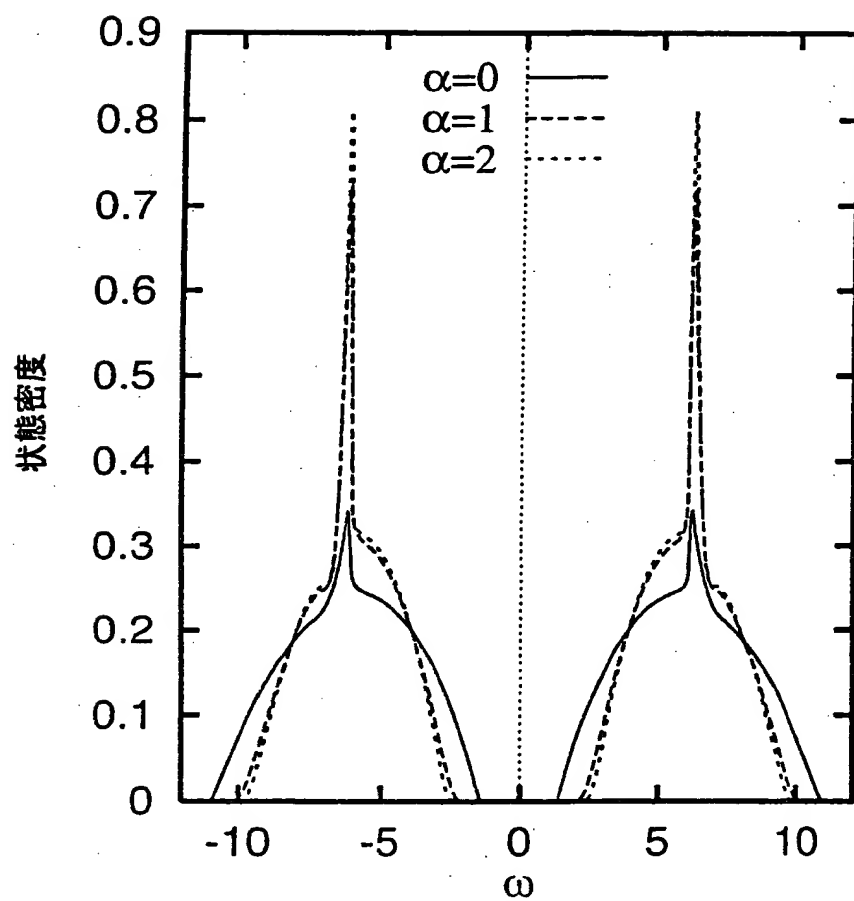
第 1 8 図



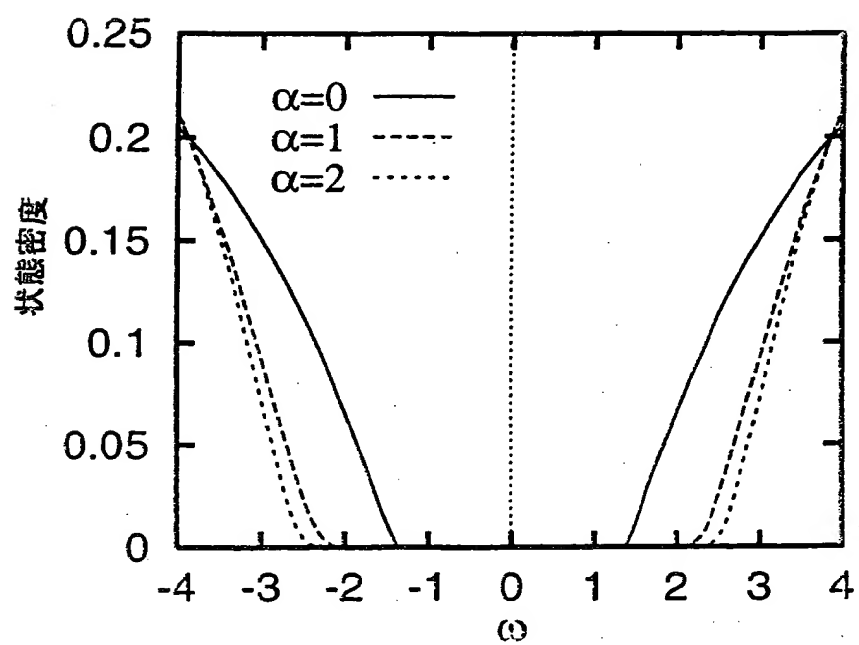
第 1 9 図



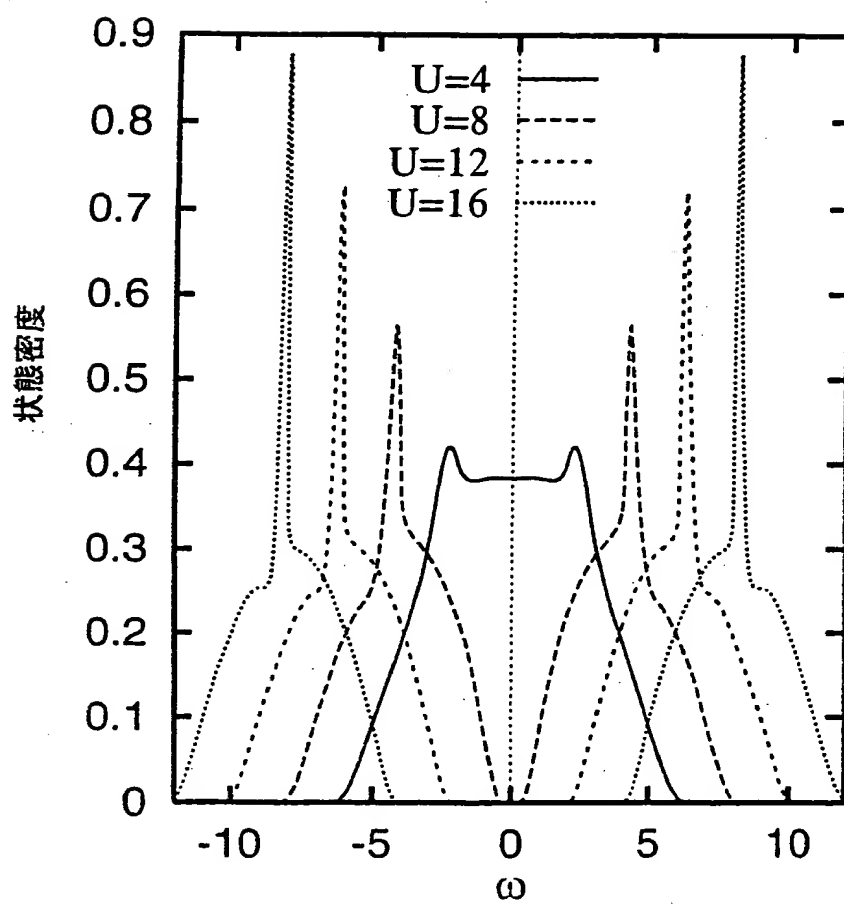
第 2 0 図



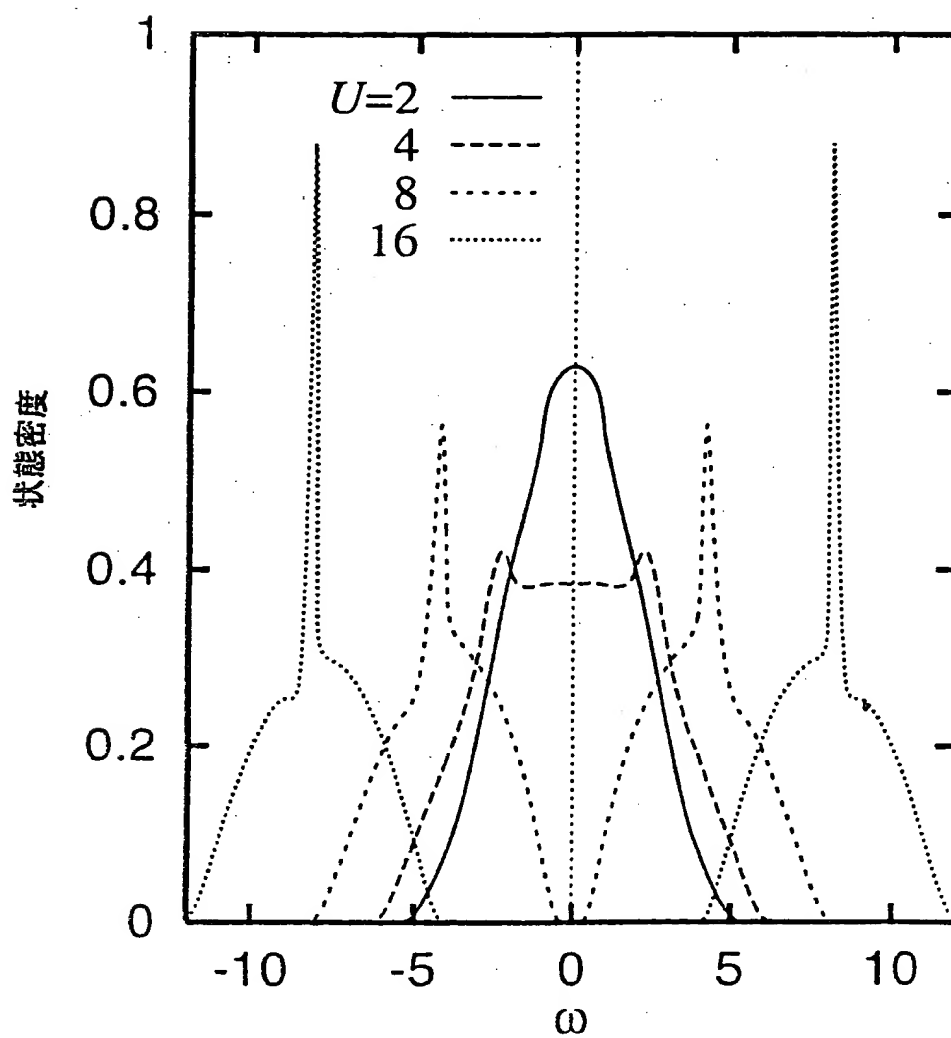
第 2 1 図



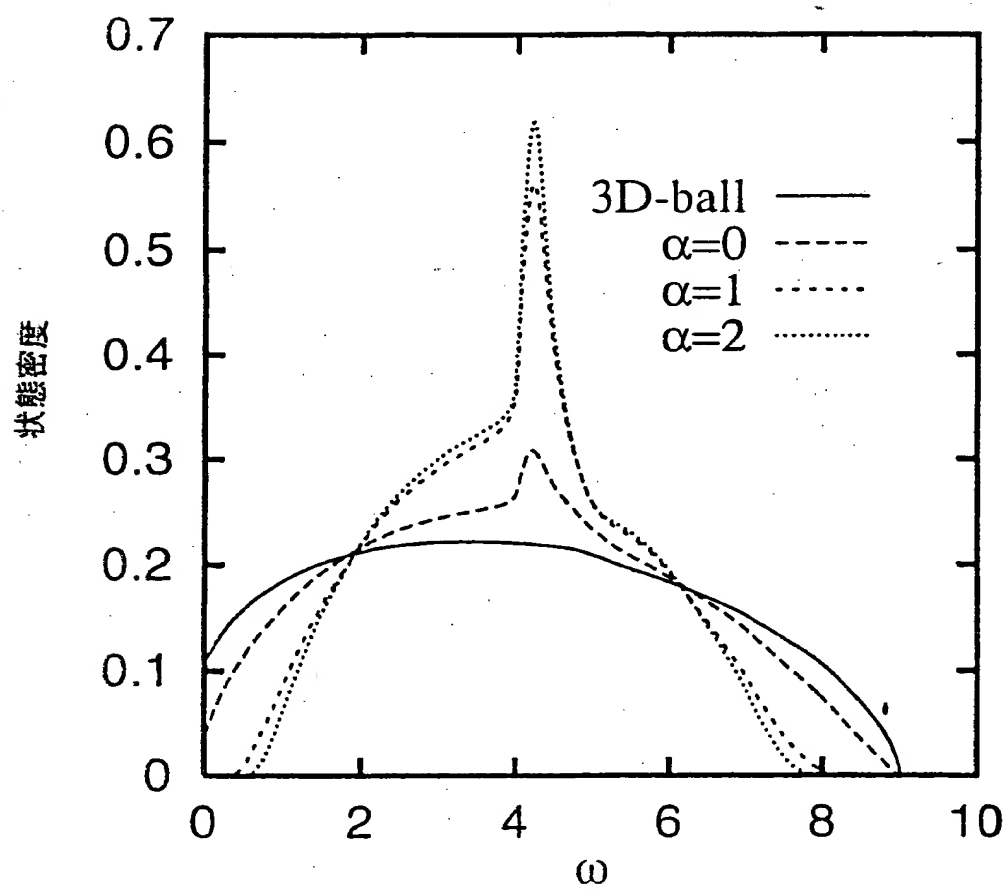
第 2 2 図



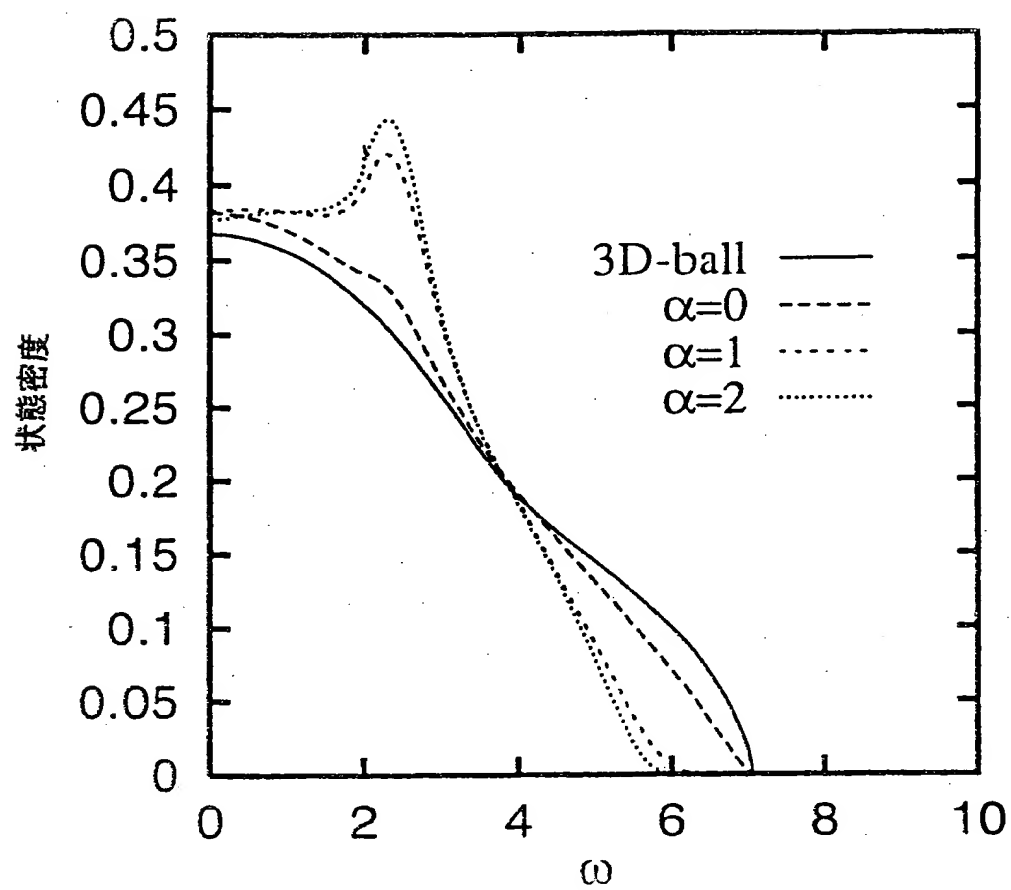
第 2 3 図



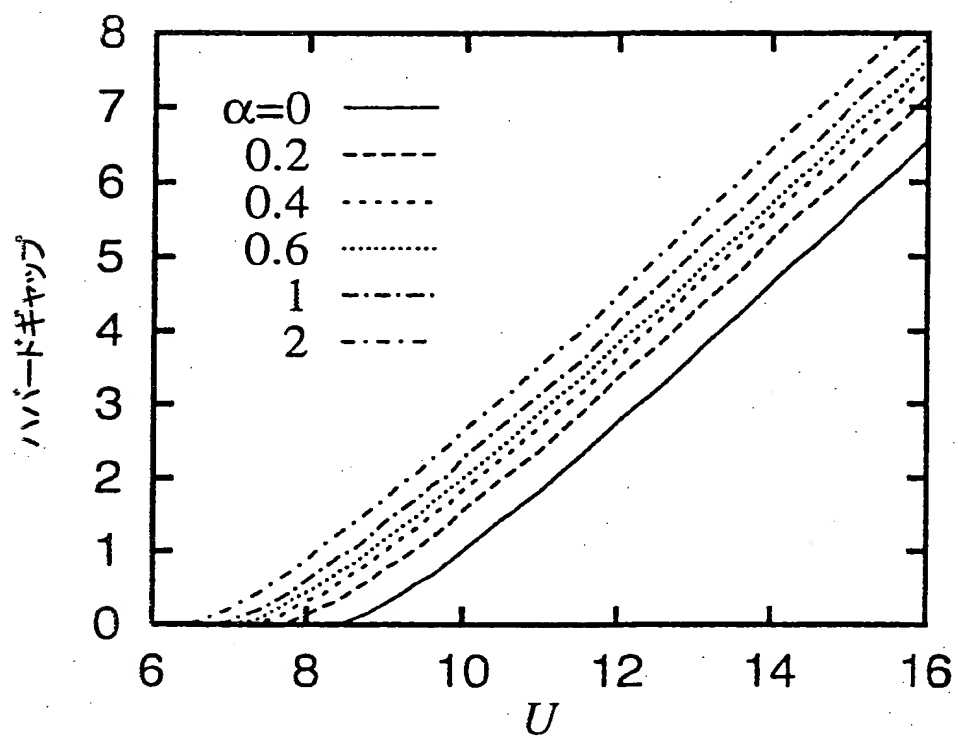
第 2 4 図



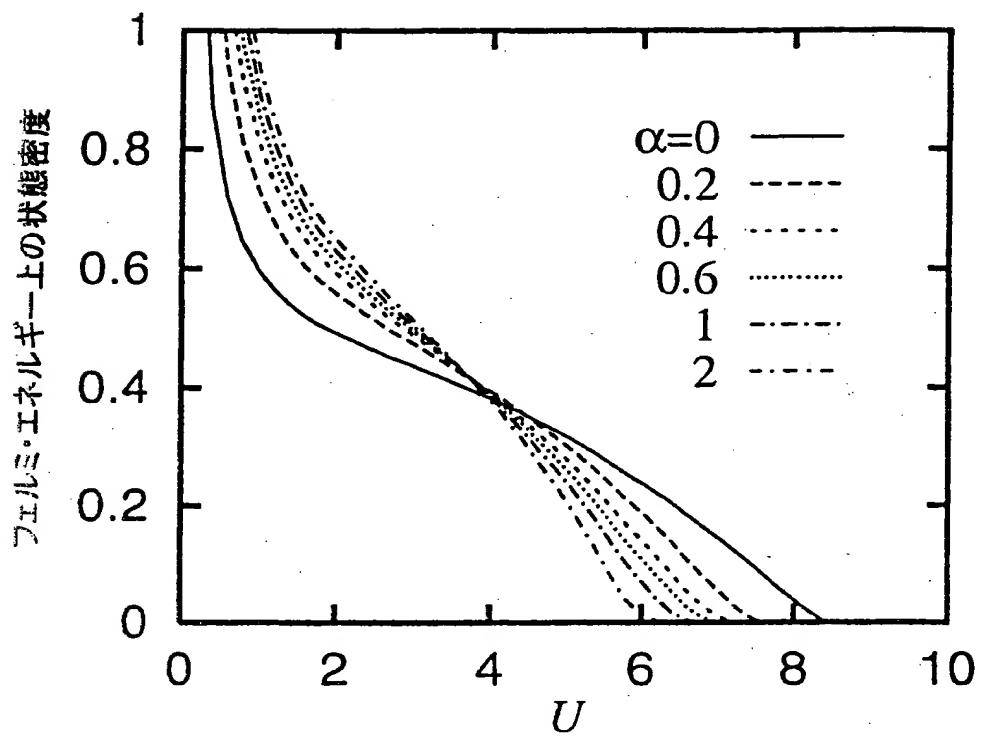
第 2 5 図



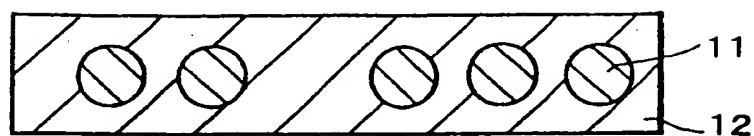
第 2 6 図



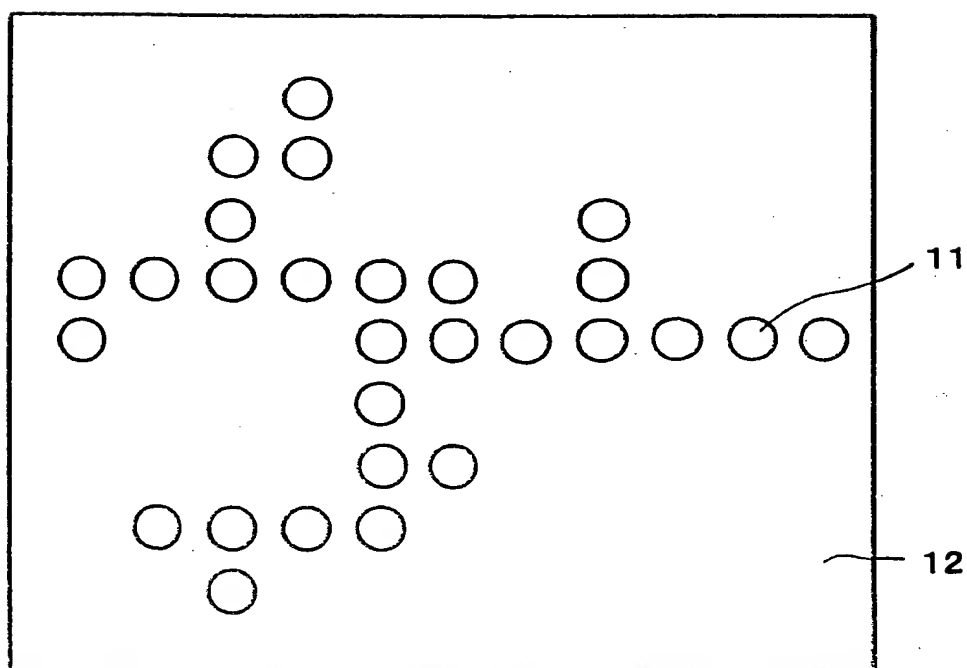
第 2 7 図



第 2 8 図A



第 2 8 図B





P C T

国際調査報告

(法 8 条、法施行規則第40、41条)
〔P C T 1 8 条、P C T 規則43、44〕

出願人又は代理人 の書類記号 S00P1267W000	今後の手続きについては、国際調査報告の送付通知様式(P C T / I S A / 2 2 0) 及び下記 5 を参照すること。	
国際出願番号 P C T / J P 0 0 / 0 7 1 8 2	国際出願日 (日.月.年) 1 7 . 1 0 . 0 0	優先日 (日.月.年) 2 0 . 1 0 . 9 9
出願人 (氏名又は名称) ソニー株式会社		

国際調査機関が作成したこの国際調査報告を法施行規則第41条 (P C T 1 8 条) の規定に従い出願人に送付する。
この写しは国際事務局にも送付される。

この国際調査報告は、全部で 2 ページである。

☐ この調査報告に引用された先行技術文献の写しも添付されている。

1. 国際調査報告の基礎

a. 言語は、下記に示す場合を除くほか、この国際出願がされたものに基づき国際調査を行った。

☐ この国際調査機関に提出された国際出願の翻訳文に基づき国際調査を行った。

b. この国際出願は、ヌクレオチド又はアミノ酸配列を含んでおり、次の配列表に基づき国際調査を行った。

☐ この国際出願に含まれる書面による配列表

☐ この国際出願と共に提出されたフレキシブルディスクによる配列表

☐ 出願後に、この国際調査機関に提出された書面による配列表

☐ 出願後に、この国際調査機関に提出されたフレキシブルディスクによる配列表

☐ 出願後に提出した書面による配列表が出願時における国際出願の開示の範囲を超える事項を含まない旨の陳述書の提出があった。

☐ 書面による配列表に記載した配列とフレキシブルディスクによる配列表に記載した配列が同一である旨の陳述書の提出があった。

2. ☐ 請求の範囲の一部の調査ができない (第 I 欄参照)。

3. ☐ 発明の単一性が欠如している (第 II 欄参照)。

4. 発明の名称は ☒ 出願人が提出したものを承認する。

☐ 次に示すように国際調査機関が作成した。

5. 要約は ☒ 出願人が提出したものを承認する。

☐ 第 III 欄に示されているように、法施行規則第47条 (P C T 規則38.2(b)) の規定により国際調査機関が作成した。出願人は、この国際調査報告の発送の日から 1 カ月以内にこの国際調査機関に意見を提出することができる。

6. 要約書とともに公表される図は、

第 1 1 図とする。 ☒ 出願人が示したとおりである。

☐ なし

☐ 出願人は図を示さなかった。

☐ 本図は発明の特徴を一層よく表している。

A. 発明の属する分野の分類 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ G11C13/00

B. 調査を行った分野

調査を行った最小限資料 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ G11C13/00, H01F1/00, C01G45/00

最小限資料以外の資料で調査を行った分野に含まれるもの

日本国実用新案公報 1922-1996年
 日本国公開実用新案公報 1971-2001年
 日本国実用新案登録公報 1996-2001年
 日本国登録実用新案公報 1994-2001年

国際調査で使用した電子データベース (データベースの名称、調査に使用した用語)

JICST科学技術文献ファイル, 「フラクタル*量子ドット」
 WPI, Inspic, 「fractal*quantum dot」

C. 関連すると認められる文献

引用文献の カテゴリー*	引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示	関連する 請求の範囲の番号
P, Y	UGAJIN, R. et al. Anderson transition driven by running fractal dimensions in a fractal-shaped structure. Physica A. 15 April 2000, Vol. 278, No. 3-4, pages 312-326	1-36
P, Y	UGAJIN, R. et al. Growth model of coupled-fractal networks. Applied Physics Letters. 20 March 2000, Vol. 76, No. 12, pages 1624-1626	1-36

☐ C欄の続きにも文献が列挙されている。☐ パテントファミリーに関する別紙を参照。

* 引用文献のカテゴリー

「A」 特に関連のある文献ではなく、一般的技術水準を示すもの
 「E」 国際出願日前の出願または特許であるが、国際出願日以後に公表されたもの
 「L」 優先権主張に疑義を提起する文献又は他の文献の発行日若しくは他の特別な理由を確立するために引用する文献 (理由を付す)
 「O」 口頭による開示、使用、展示等に言及する文献
 「P」 国際出願日前で、かつ優先権の主張の基礎となる出願

の日の後に公表された文献

「T」 国際出願日又は優先日後に公表された文献であって出願と矛盾するものではなく、発明の原理又は理論の理解のために引用するもの
 「X」 特に関連のある文献であって、当該文献のみで発明の新規性又は進歩性がないと考えられるもの
 「Y」 特に関連のある文献であって、当該文献と他の1以上の文献との、当業者にとって自明である組合せによって進歩性がないと考えられるもの
 「&」 同一パテントファミリー文献

国際調査を完了した日

15.01.01

国際調査報告の発送日

23.01.01

国際調査機関の名称及びあて先

日本国特許庁 (ISA/JP)
 郵便番号100-8915
 東京都千代田区霞が関三丁目4番3号

特許庁審査官 (権限のある職員)

石井 茂和



5M

8837

電話番号 03-3581-1101 内線 6438

PCT REQUEST

S00P1267WO00

Original (for **SUBMISSION**) -

0	For receiving Office use only	
0-1	International Application No.	
0-2	International Filing Date	
0-3	Name of receiving Office and "PCT International Application"	
0-4 0-4-1	Form - PCT/RO/101 PCT Request Prepared using	PCT-EASY Version 2.91 (updated 10.10.2000)
0-5	Petition The undersigned requests that the present international application be processed according to the Patent Cooperation Treaty	
0-6	Receiving Office (specified by the applicant)	Japanese Patent Office (RO/JP)
0-7	Applicant's or agent's file reference	S00P1267WO00
I	Title of invention	CONTROL METHOD OF PHASE TRANSITION OF FRACTAL-COUPLED STRUCTURE, FRACTAL-COUPLED STRUCTURE, FERROMAGNETIC FRACTAL-COUPLED STRUCTURE, INFORMATION PROCESSING METHOD, INFORMATION STORAGE METHOD, INFORMATION STORAGE MEDIUM, INFORMATION PROCESSING DEVICE AND INFORMATION STORAGE DEVICE
II	Applicant	
II-1	This person is:	applicant only
II-2	Applicant for	all designated States except US
II-4	Name	SONY CORPORATION
II-5	Address:	7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
II-6	State of nationality	JP
II-7	State of residence	JP
II-8	Telephone No.	03-5448-2111
II-9	Facsimile No.	03-5448-5709

PCT REQUEST

S00P1267W000

Original (for SUBMISSION) -

III-1	Applicant and/or inventor	
III-1-1	This person is:	applicant and inventor
III-1-2	Applicant for	US only
III-1-4	Name (LAST, First)	UGAJIN, Ryuichi
III-1-5	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35,Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-1-6	State of nationality	JP
III-1-7	State of residence	JP
III-2	Applicant and/or inventor	
III-2-1	This person is:	applicant and inventor
III-2-2	Applicant for	US only
III-2-4	Name (LAST, First)	KUROKI, Yoshihiko
III-2-5	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35,Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-2-6	State of nationality	JP
III-2-7	State of residence	JP
III-3	Applicant and/or inventor	
III-3-1	This person is:	applicant and inventor
III-3-2	Applicant for	US only
III-3-4	Name (LAST, First)	UKITA, Masakazu
III-3-5	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35,Kitashinagawa 6-chome Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-3-6	State of nationality	JP
III-3-7	State of residence	JP
IV-1	Agent or common representative; or address for correspondence	
	The person identified below is hereby/has been appointed to act on behalf of the applicant(s) before the competent International Authorities as:	Agent
IV-1-1	Name (LAST, First)	SUGIURA, Masatomo
IV-1-2	Address:	7th Floor,Ikebukuro Park Bldg., 49-7,Minami Ikebukuro 2-chome, Toshima-ku, Tokyo 171-0022 Japan
IV-1-3	Telephone No.	03-3980-0339
IV-1-4	Facsimile No.	03-3982-3166
IV-1-5	e-mail	<u>sugipat2@mbc.nifty.com</u>
V	Designation of States	
V-1	Regional Patent (other kinds of protection or treatment, if any, are specified between parentheses after the designation(s) concerned)	--

PCT REQUEST

S00P1267WO00

Original (for SUBMISSION) -

V-2	National Patent (other kinds of protection or treatment, if any, are specified between parentheses after the designation(s) concerned)	CA US
V-5	Precautionary Designation Statement In addition to the designations made under items V-1, V-2 and V-3, the applicant also makes under Rule 4.9(b) all designations which would be permitted under the PCT except any designation(s) of the State(s) indicated under item V-6 below. The applicant declares that those additional designations are subject to confirmation and that any designation which is not confirmed before the expiration of 15 months from the priority date is to be regarded as withdrawn by the applicant at the expiration of that time limit.	
V-6	Exclusion(s) from precautionary designations	NONE
VI-1	Priority claim of earlier national application	
VI-1-1	Filing date	20 October 1999 (20.10.1999)
VI-1-2	Number	Patent Application 11-298810
VI-1-3	Country	JP
VI-2	Priority document request The receiving Office is requested to prepare and transmit to the International Bureau a certified copy of the earlier application(s) identified above as item(s):	VI-1
VII-1	International Searching Authority Chosen	Japanese Patent Office (JPO) (ISA/JP)
VIII	Check list	number of sheets electronic file(s) attached
VIII-1	Request	4 -
VIII-2	Description	29 -
VIII-3	Claims	5 -
VIII-4	Abstract	1 s00p1267_abstract.txt
VIII-5	Drawings	29 -
VIII-7	TOTAL	68

PCT REQUEST

S00P1267W000

Original (for SUBMISSION) -

	Accompanying items	paper document(s) attached	electronic file(s) attached
VIII-8	Fee calculation sheet	✓	-
VIII-9	Separate signed power of attorney		-
VIII-16	PCT-EASY diskette	-	Diskette
VIII-17	Other (specified):	Revenue stamps of transmittal fee and search fee for receiving office	-
VIII-17	Other (specified):	Submission of certificate of payment for international fee	-
VIII-18	Figure of the drawings which should accompany the abstract	11	
VIII-19	Language of filing of the international application	Japanese	
IX-1	Signature of applicant or agent		
IX-1-1	Name (LAST, First)	SUGIURA, Masatomo	

FOR RECEIVING OFFICE USE ONLY

10-1	Date of actual receipt of the purported international application	
10-2	Drawings:	
10-2-1	Received	
10-2-2	Not received	
10-3	Corrected date of actual receipt due to later but timely received papers or drawings completing the purported international application	
10-4	Date of timely receipt of the required corrections under PCT Article 11(2)	
10-5	International Searching Authority	ISA/JP
10-6	Transmittal of search copy delayed until search fee is paid	

FOR INTERNATIONAL BUREAU USE ONLY

11-1	Date of receipt of the record copy by the International Bureau	
------	--	--